

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

redigiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

9. Jahrgang

15. Juli 1928

Nr. 14

1. Allgemeines.

William Bleaden Croft †. *Nature* **121**, 624, 1928, Nr. 3051. *Güntherschulze.*

Friedrich Schilling. Konstruktion kürzester Wege in einem Gelände. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **8**, 45—68, 1928, Nr. 1. Die Arbeit bringt sehr instructive Anwendungen der darstellenden Geometrie. Es handelt sich um die allgemeine Aufgabengruppe: „In einem vorgegebenen Gelände soll eine kürzeste Weglinie, speziell zwischen zwei gegebenen Punkten, unter gegebenen Bedingungen konstruiert werden“. Diese Aufgaben schließen sich den schon früher von dem Verf. veröffentlichten Aufgaben an, bei denen in einem gegebenen Gelände Wegebauten vorgenommen oder ebene Terrains geschaffen werden sollen. Auch bei den jetzt behandelten neuen Aufgaben, die übrigens auch vorzügliche Beispiele für die Anwendung der Differentialrechnung darbieten, zeigt sich, daß die graphische Lösung zweifellos der rein analytischen weit überlegen ist. Zuerst behandelt ist die folgende spezielle Aufgabe: „Über eine prismatisch gestaltete Geländeerhebung mit dreieckigem Querschnitt soll von einem Punkte der einen Seite die kürzeste Weglinie zu einem Punkte der anderen Seite geführt werden, wenn bestimmte Bedingungen für den Steigungswinkel γ bei der Überschreitung der Geländeerhebung vorgegeben sind“. Diese Aufgabe wird dann mannigfach abgeändert, insbesondere insofern, als die Geländeerhebung geometrisch aus einem mit einer Seitenfläche auf der horizontalen Ebene liegenden Dreikant besteht. Von besonderer Bedeutung sind natürlich die sehr anschaulich ausgeführten Konstruktionsfiguren; doch wird stets auch auf die analytische Lösung der Aufgaben zum Vergleich hingewiesen.

Fr. Schilling.

Ernst Brüche. Ergänzung zu meiner Notiz: „Über den teilweisen Ersatz des Quecksilbers beim McLeod durch einen starren Kolben“. *ZS. f. techn. Phys.* **9**, 74—75, 1928, Nr. 2. Verf. weist darauf hin, daß Stintzing bereits vor ihm, aber ohne sein Wissen, denselben Gedanken zur Konstruktion eines „Spar-McLeods“ benutzt hat. Die Einzelheiten der beiden Konstruktionen sind allerdings sehr verschieden. Verf. glaubt nicht, daß diesem Apparat eine praktische Bedeutung zukommen wird.

H. Ebert.

S. Janss. Ermittlung des sekundären Spektrums des Objektivs eines Schulfernrohrs. *ZS. f. math. u. naturw. Unterr.* **59**, 61—70, 1928, Nr. 2. Unter Zugrundelegung der Arbeiten von Hartmann (*ZS. f. Instrkte.*

*

24, 1, 33, 97, 1924) und von Hertzprung (Astron. Nachr. 207, 87, 1918) beschreibt Verf. einfache Verfahren zur Untersuchung von Objektiven hinsichtlich der schlechten Vereinigung der photographisch wirksamen Strahlen, wie sie erforderlich werden, wenn ein Schulfernrohr mit einem visuell korrigierten Objektiv für Himmelsphotographie benutzt werden soll. Die auszugsweise Wiedergabe von Einzelheiten ist nicht möglich.

Böttger.

K. Gentil. Die Behandlung der optischen Täuschungen im Physikunterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 59, 57—61, 1928, Nr. 2. Verf. vertritt die Ansicht, daß im Physikunterricht das Gebiet der optischen Täuschungen im Zusammenhang als Ganzes zu betrachten ist, und zeigt an einzelnen Beispielen, wie dies geschehen kann, wobei er besonders die stroboskopischen Erscheinungen und die Täuschungen, die durch die Unvollkommenheit des menschlichen Auges hervorgerufen werden, berücksichtigt.

Böttger.

K. F. Niessen. Über die annähernden komplexen Lösungen der Schrödingerschen Differentialgleichung für den harmonischen Oszillator. Ann. d. Phys. (4) 85, 497—514, 1928, Nr. 5. [S. 1275.]

Wentzel.

A. P. Weber. Eine neue Methode höchster Genauigkeit zur interferometrischen Wellenlängenmessung und ihre erstmalige Anwendung zur Vorbestimmung der für den deutschen Anschluß des Meters an Lichtwellen vorgesehenen Kryptonlinien. (Nach gemeinsamen Versuchen von Köster, Lampe und Weber.) Phys. ZS. 29, 233—239, 1928, Nr. 8. In dem Vortrag wird kurz die Methode mitgeteilt, wie mit dem Kösterschen Absolut-Interferenzkomparator besonders genaue interferometrische Wellenlängenmessungen ausgeführt werden können. Das Prinzip der Messung ist kurz das folgende: Der Lichtstrahl wird zunächst durch ein Prisma konstanter Ablenkung spektral vorzerlegt und gelangt dann auf ein Michelsonsches Interferometer, das dem ursprünglichen Zwecke des Apparats zur absoluten Längenmessung entsprechend etwas abgeändert worden ist. Zur Erzielung der Gangunterschiede werden technische Parallelendmaße aus gealtertem Stahl verwendet, die eine Längenkonstanz von einigen $0,001 \mu$ gewährleisten, auch nach wiederholtem Anspannen. Es werden derartige Endmaße bis zu 150 mm Länge verwendet. Beobachtet werden visuell die Fizeau-Interferenzstreifen, wobei Bruchteile von Streifenbreiten mit einem Mikrometer ausgemessen werden können. Diese Anordnung soll gegenüber anderen Interferenzmethoden (z. B. Fabry-Perot-Interferometer) große Vorteile aufweisen, so z. B. gute Längenkonstanz des Etalons (Endmaß), Vermeidung der Ausmessung von engen Ringsystemen, Vermeidung der Phasensprungkorrektur und der Unsymmetrie in der Intensitätsverteilung der Interferenzstreifen, ferner die Anwendung höchster Gangunterschiede (bis zu 200 mm). Mitgeteilt werden als vorläufige Messungen folgende Wellenlängen, angeschlossen an die rote Cadmiumlinie 6438,5033 Å.-E.:

Cadmium, grün	5085,8490,	Krypton, gelbgrün . . .	5649,5924,
Krypton, rot	6456,3241,	„ violett	4503,3790,
„ gelb	5870,5924,	Neon, grün	5400,5919.

Als besonders scharf, d. h. interferenzfähig, erwies sich dabei die gelbgrüne Kryptonlinie 5649. Es wird deshalb vorgeschlagen, dieselbe direkt an das Meter anzuschließen und sie (unter Beibehaltung des Wertes der roten Cadmiumlinie für Wellenlängenmessungen) als primäre Längennormale zu wählen. Es folgen noch kurze Diskussionsbemerkungen von K. W. Meissner, Mecke, Kaufmann und Joos.

Mecke.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

W. F. G. Swann. The new quantum dynamics. Journ. Frankl. Inst. **205**, 323—382, 1928, Nr. 3. Zusammenfassender Bericht über Quantenmechanik. 1. Bohr-Sommerfeldsche Theorie. 2. Theorie von Born, Heisenberg und Jordan. 3. Schrödingers Theorie. *A. Unsöld.*

Gerhard Herzberg. Die neuere Entwicklung der Quantenmechanik. I und II. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **59**, 97—107, 145—156, 1928, Nr. 3 u. 4. Erweiterte und ergänzte Wiedergabe zweier Vorträge des Verf. auf dem Fortbildungskursus der mathematisch-physikalischen Fachgruppe des Hessischen Philologenvereins. In Teil I wird versucht, ohne Verwendung weitergehender mathematischer Hilfsmittel einen Einblick in die neuen Gedankengänge zu geben, insbesondere wird die Schrödingersche, Bornsche und die bisher wenig beachtete de Brogliesche (Journ. de phys. et le Radium **8**, 225, 1927) Interpretation der Quantenmechanik dargestellt. In Teil II werden die verschiedenen Anwendungen, die die Quantenmechanik bisher gefunden hat, besprochen, soweit das im Rahmen eines solchen Vortrags möglich ist. Daran anschließend werden die Schwierigkeiten der verschiedenen Deutungen der Quantenmechanik behandelt. *G. Herzberg.*

L. Mandelstam und M. Leontowitsch. Zur Theorie der Schrödingerschen Gleichung. ZS. f. Phys. **47**, 131—136, 1928, Nr. 1/2. Ein quantenmechanisches System von 1 Freiheitsgrad mit der potentiellen Energie $V(x) = ax^2$ (linearer Oszillator) hat bekanntlich ein Punktspektrum. Nimmt man dagegen $V(x) = ax^2e^{-kx^2}$, so erhält man für alle positiven Werte der Energie E endliche Lösungen der Schrödingergleichung, und zwar auch noch für beliebig kleines k . Um diese Unstetigkeit physikalisch zu klären, wird folgender Fall genauer untersucht und gedeutet: $V(x) = ax^2$ für $x < c$ und $V(x) = \text{const} = V_\infty$ für $x > c$. *A. Unsöld.*

K. F. Niessen. Über die annähernden komplexen Lösungen der Schrödingerschen Differentialgleichung für den harmonischen Oszillator. Ann. d. Phys. (4) **85**, 497—514, 1928, Nr. 5. Die Arbeit befaßt sich kritisch mit einer Methode des Ref., das Eigenwertproblem der Schrödingergleichung durch verallgemeinerte Quantenbedingungen $\oint y dx = nh$ zu lösen, wo y die Lösung einer Riccatigleichung ist, für die in der Nähe der singulären Stellen der Differentialgleichung eine asymptotische Darstellung in Form einer semikonvergenten Reihe angegeben wurde (G. Wentzel, ZS. f. Phys. **38**, 518—529, 1926; vgl. diese Ber. **8**, 166, 1927). In dieser Arbeit war stillschweigend angenommen, daß besagte semikonvergente Entwicklung in der gesamten Umgebung einer singulären Stelle (nicht in der ganzen Ebene, wie Verf. angibt) verwendbar, d. h. analytische Fortsetzung einer und derselben Funktion sei, was bei den „Stellen der Unbestimmtheit“ nicht garantiert ist (die asymptotischen Entwicklungen gelten in der Regel nur sektorenweise). Für den Spezialfall des harmonischen Oszillators untersucht nun der Verf. den Gültigkeitsbereich verschiedener asymptotischer Darstellungen mit Hilfe der Sattelpunktmethode und kommt zu dem Schluß, daß die der Methode des Ref. entsprechende Darstellung nur in einem unendlich schmalen Sektor um die singuläre Stelle (∞) ungültig wird, was ihre durchgehende Verwendung rechtfertigt. *G. Wentzel.*

K. F. Niessen. Über die Schrödingersche Funktion im asymmetrischen Zweizentrenproblem und die Ionenladung in einigen Kristall-

gittern. Phys. ZS. **29**, 52—55, 1928, Nr. 2. Ein Elektron werde von zwei Kernen der Ladung k_1e bzw. k_2e ($k_1 < k_2$) angezogen. Dann ist, wie Verf. zeigt, die ψ -Funktion auf der k_2 zugewandten Seite der Mittelebene größer als auf der k_1 zugewandten. Dieses Ergebnis ist von Bedeutung für die Röntgeninterferenzen an homöopolaren Kristallen. Die bei einer früheren halbklassischen Behandlung des Problems aufgetretenen Schwierigkeiten werden aufgeklärt. A. Unsöld.

K. F. Niessen. Das asymmetrische Zweizentrenproblem nach der Wellenmechanik und ihre Anwendung auf die Kristalltheorie (Streuvermögen der Atome). Phys. ZS. **29**, 132—143, 1928, Nr. 5. Die Überlegungen der vorhergehenden Arbeit werden in quantitativer Beziehung weitergeführt. Insbesondere wird eine Methode angegeben, um das Verhältnis der Ladungen der beiden Atome (getrennt gedacht durch die Mittelebene senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Atomkerne) zu berechnen. Die Übereinstimmung mit den röntgenometrisch ermittelten Werten ist gut, während die ältere Quantentheorie bekanntlich zu unbefriedigenden Ergebnissen geführt hatte. A. Unsöld.

V. Fock. Bemerkung zur Quantelung des harmonischen Oszillators im Magnetfeld. ZS. f. Phys. **47**, 446—448, 1928, Nr. 5/6. Die Energieniveaus E eines isotropen ebenen harmonischen Oszillators in einem zu seiner Ebene senkrechten Magnetfeld werden berechnet. Es ergibt sich:

$$E/h = (n_1 - n_2) \nu_1 + (n_1 + n_2 + 1) \sqrt{\nu_0^2 + \nu_1^2},$$

wo $n_1, n_2 = 0, 1, 2 \dots$ ist und ν_0 die Oszillatorfrequenz und ν_1 die Larmorfrequenz bedeutet. A. Unsöld.

F. London. Quantenmechanische Deutung der homöopolaren Valenzzahlen. Naturwissensch. **16**, 58—59, 1928, Nr. 4. Eine Anwendung der Quantenmechanik auf das Problem des H_2 -Moleküls hatte gezeigt, daß die homöopolare Bindung der beiden H-Atome auf die zuerst von Heisenberg beim Heliumproblem entdeckte Resonanzerscheinung zurückzuführen ist. Die vorliegende Note dehnt die erwähnten Untersuchungen auf die Bindung beliebiger Atome aus. Es zeigt sich, daß die chemischen Valenzen und ihre Absättigung wesentlich durch die Symmetrieeigenschaften des zugeordneten Wellenvorgangs bestimmt sind. Diese spiegeln sich andererseits in den Multiplizitäten der betreffenden Atomzustände. Es ergibt sich, daß die Valenzbetätigung eines Atoms durch das bekannte Strichschema der Chemie dargestellt werden kann, wobei Wertigkeit = Multiplizität — 1 ist. Bei Absättigung der homöopolaren Valenzen ist die Resultierende des Eigenimpulses aller Elektronen gleich Null. (Ausführliche Mitteilung in ZS. f. Phys. **46**, 455, 1928.) A. Unsöld.

T. Lewis. The Results of Classical Wave Mechanics obtained by using the Methods of Relativity Mechanics. Phil. Mag. (7) **5**, 408—416, 1928, Nr. 28. Zusammenfassende Darstellung der Prinzipien der Mechanik mit besonderer Berücksichtigung des Übergangs zur Wellenmechanik. § 1. Prinzip der kleinsten Wirkung. § 2. Fermatsches Prinzip. § 3. Das geodätische Prinzip. § 4. Kanonische Form der Bewegungsgleichung. § 5. Hamilton-Jacobische Gleichungen. § 6. Stationäre Zustände des Atoms. § 7. Die Schrödingersche Gleichung. A. Unsöld.

J. v. Neumann. Wahrscheinlichkeitstheoretischer Aufbau der Quantenmechanik. Göttinger Nachr. 1927, S. 245—272, Nr. 3. Vorliegende Arbeit

gibt, von wenigen Grundannahmen ausgehend, einen induktiven Aufbau der Quantenmechanik. In der klassischen Mechanik kann man ein System von f Freiheitsgraden durch Messung von $2f$ unabhängigen Größen festlegen. In der Quantenmechanik dagegen ist ein derartiges Vorgehen wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation nicht möglich; die Aussagen der Quantenmechanik werden also im allgemeinen statistischen Charakter tragen. Verf. zeigt nun, daß man die Quantenmechanik mit Hilfe der gewöhnlichen Wahrscheinlichkeitsrechnung auf Grund folgender Annahmen reduzieren kann: 1. „Jede Messung verändert das gemessene Objekt und zwei Messungen stören sich daher stets gegenseitig — es sei denn, daß man beide durch eine einzige ersetzen kann.“ 2. „Jedoch ist die durch eine Messung verursachte Veränderung so geartet, daß diese Messung selbst gültig bleibt, d. h. wenn man sie unmittelbar nachher wiederholt, so findet man dasselbe Ergebnis.“ 3. „Die physikalischen Größen sind — unter Einhaltung einiger einfacher formaler Regeln — durch Funktionaloperatoren zu beschreiben.“ Wie man sieht, rührt der „statistische“ Charakter der Quantenmechanik lediglich von der prinzipiellen Unzulänglichkeit der Messungen her.

A. Unsöld.

J. v. Neumann. Thermodynamik quantenmechanischer Gesamtheiten. Göttinger Nachr. 1927, S. 273—291, Nr. 3. Die in der vorhergehenden Arbeit zugrunde gelegte quantenmechanische Gesamtheit war ein absoluter Gleichgewichtszustand. Die vorliegende Mitteilung geht nun von dieser „Gesamtheit unendlich hoher Temperatur“ zu Gesamtheiten endlicher Temperaturen über. Zu diesem Zwecke werden quantenmechanische Definitionen der Entropie und Temperatur aufgestellt und sodann die Grundbegriffe der Thermodynamik für ein derartiges System erörtert.

A. Unsöld.

Nicolas Kryloff. Sur l'algorithme variationnel et le problème fondamental de la Physique mathématique. C. R. 186, 298—300, 1928, Nr. 5. Man kann bekanntlich die einem Eigenwertproblem zugeordnete Differentialgleichung auf ein Variationsproblem zurückführen und dieses dann durch sukzessive Approximation lösen. Konvergenzuntersuchungen und Restabschätzungen lagen bisher nur für den Fall vor, daß die unter dem Integralzeichen stehende quadratische Form positiv definiert ist. In der vorliegenden Arbeit (die Ableitung soll an anderer Stelle publiziert werden) gibt Verf. für Eigenwertprobleme der Form: $d^2y/dx^2 + \lambda A(x)y = f(x)$, wo $A(x) \leq 0$ und $y(0) = y(1) = 0$, Abschätzungen der folgenden Größen (oberer Index bedeutet Nummer der Approximation):

$$\lambda_k^m - \lambda_k; \quad \int_0^1 A(x) [\varphi_k(x) - \varphi_k^{(m)}(x)]^2 dx; \quad |\varphi_k(x) - \varphi_k^{(m)}(x)|, |y(x) - y_m(x)|.$$

A. Unsöld.

C. G. Darwin. Free Motion in the Wave Mechanics. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 258—293, 1927, Nr. 776. Hat ein quantenmechanisches System die Wellenfunktion $\psi(q, t) = \sum c_n \psi_n(q) e^{-i \frac{2\pi}{h} W_n t}$, wo ψ_n die Eigenfunktionen der stationären Zustände sind, so können zwei Aussagen gemacht werden:

$$|\psi(q, t)|^2 = \varphi(q, t). \quad (1)$$

(ψ jetzt als normiert gedacht) ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron sich zur Zeit t in dem Koordinatenbereich q bis $q + dq$ aufhält, und

$$|c_n|^2 / \sum |c_n|^2. \quad (2)$$

ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Atom sich im n -ten Zustand befindet. In der vorliegenden Arbeit stellt sich nun Verf. die Aufgabe, solche Probleme zu behandeln, bei denen ψ noch von t abhängt, und dabei die „Entwicklung“ der ψ -Funktion zu verfolgen und [nach (1) und (2)] zu interpretieren. Die physikalische Fragestellung steht also in enger Beziehung zu der Arbeit von Kennard (ZS. f. Phys. **44**, 326, 1927), die ähnliche Probleme mit Hilfe der von P. A. M. Dirac und anderen entwickelten, mathematisch völlig andersartigen Methoden behandelt. In der vorliegenden Arbeit werden folgende Probleme vollständig diskutiert: 1. Kräftefreie Bewegung eines Elektrons; 2. Bewegung eines Elektrons in einem homogenen elektrischen und magnetischen Felde; 3. Bewegung eines Elektrons in einem Atom; 4. Bewegung eines Atoms in einem homogenen Magnetfeld; 5. Stern-Gerlach-Effekt; 6. Bewegung des Kreiselektrons. *A. Unsöld.*

P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 610—624, 1928, Nr. 778. In der klassischen Theorie lautet die Hamiltonfunktion eines Elektrons in einem elektromagnetischen Felde mit dem skalaren Potential A_0 und dem Vektorpotential \mathbf{A} :

$$F \equiv \left(\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + m^2 c^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

Nach Gordon sollte die zugeordnete Wellengleichung folgende Form haben:

$$F\psi \equiv \left[\left(i\hbar \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \sum_r \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x_r} + \frac{e}{c} A_r \right)^2 + m^2 c^2 \right] \psi \dots \dots (2)$$

Diese Gleichung stößt auf zwei Schwierigkeiten: 1. Die auf der Dirac-Jordanschen Transformationstheorie beruhende Interpretation der nichtrelativistischen Quantenmechanik kann auf diese Gleichung nicht sinngemäß übertragen werden, da sie in W quadratisch ist. 2. Erhält man zwei Systeme von Lösungen, die physikalisch einem Elektron der Ladung $+e$ bzw. $-e$ entsprechen. Zwischen diesen Systemen sind eventuell Übergänge möglich, was physikalisch unzulässig ist. Um die erste Schwierigkeit zu vermeiden und zugleich das Kreiselektron in die Quantenmechanik einzufügen, stellt Verf. eine neue Wellengleichung auf, zunächst für den feldfreien Fall $A_0 = 0$, $\mathbf{A} = 0$. Setzt man

$$p_0 = \frac{W}{c} = i\hbar \frac{\partial}{c\partial t},$$

so soll die gesuchte Gleichung folgende Form haben:

$$(p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \beta) \psi = 0 \quad \dots \dots \dots (3)$$

Die Bestimmung der α und β (die man als Variable für die Beschreibung der „inneren“ Bewegung des Elektrons auffassen kann) unter Berücksichtigung ihrer Vertauschungsrelationen führt auf die Gleichung:

$$[p_0 + \varrho_1(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p}) + \varrho_3 mc] \psi = 0 \quad \dots \dots \dots (4)$$

(Die ϱ und die Komponenten des Vektors $\boldsymbol{\sigma}$ sind dabei vierreihige Matrizen.) In einem folgenden Paragraphen wird die Invarianz dieser Differentialgleichung gegen Lorentztransformationen bewiesen. Als natürliche Verallgemeinerung von Gl. (4) bei nichtverschwindendem Felde erhält Verf. die ebenfalls gegen Lorentztransformationen invariante Gleichung:

$$\left[p_0 + \frac{e}{c} A_0 + \varrho_1 \left(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) + \varrho_3 mc \right] \psi = 0 \quad \dots \dots \dots (5)$$

Diese unterscheidet sich von Gl. (2) gerade durch die für das Kreiselektron charakteristischen Glieder. Ein folgender Abschnitt behandelt die Drehimpuls-

integrale für die Bewegung in einem Zentralkraftfeld, wobei der Eigenimpuls des Elektrons charakteristisch in Erscheinung tritt. § 6 berechnet für diesen Fall die Energieniveaus. Für ein Coulombfeld führt die Diracsche Differentialgleichung auf die bekannte Formel der Wasserstoff-Feinstrukturen. *A. Unsöld.*

P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 351—361, 1928, Nr. 779. Zunächst wird die Interpretation der Wellenmechanik für den Fall erweitert, daß die Hamiltonfunktion nicht hermitisch ist. Lautet die Wellengleichung $(H - W)\Psi = 0$ und die daraus durch Transposition von Zeilen und Spalten entstehende Gleichung $(\tilde{H} + W)\Phi = 0$, so wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit durch $\Phi_m \Psi_m$ bestimmt. Sodann wird der Erhaltungssatz bewiesen, der besagt, daß die Änderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons für ein bestimmtes Volumen gleich der Wahrscheinlichkeit ist, daß es dessen Grenzen überschreitet. Der folgende Abschnitt behandelt die Auswahlregeln. An die Stelle der früheren Quantenzahlen k_1 und k_2 tritt (beim Eielektronensystem) eine Quantenzahl j :

$$j = -1 \quad \underbrace{1-2}_S \quad \underbrace{2-3}_D \quad \underbrace{3-4}_F$$

Die Auswahlregel lautet nun $j \rightarrow -j$ oder $j \rightarrow j \pm 1$. In § 3 werden die Intensitäten der Linien eines Multipletts berechnet. § 4 behandelt den Zeemaneffekt. Es ergeben sich dieselben Formeln, wie sie die ältere Theorie des Kreiselektrons geliefert hatte. *A. Unsöld.*

J. J. Thomson. Waves associated with Moving Electrons. Phil. Mag. (7) 5, 191—198, 1928, Nr. 27. Verf. weist darauf hin, daß man die Wellennatur eines bewegten Elektronenbündels schon auf Grund der klassischen Theorie verstehen könne, wenn man das Elektron als Quelle von Kraftlinien behandle. Eine dabei auftretende Zahlenkonstante muß ad hoc festgelegt werden, um die Versuche von G. P. Thomson und Reid darzustellen oder, mit anderen Worten, auf die de Brogliesche Theorie zurückzukommen. (Dabei wird natürlich das h eingeführt, die Thomsonsche Theorie dürfte also doch nicht ganz klassisch sein!) *A. Unsöld.*

W. Wessel. Zur Translationsbewegung des Elektrons. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 8, 24, 1927, Nr. 2. Es wird versucht, die Ablenkung einer gleichförmig bewegten Wellengruppe durch einen Kern quantenmechanisch zu erfassen. *A. Unsöld.*

A. W. Conway. Undulating theory of two electron orbits. Proc. Dubl. Acad. 38 [A], 18—28, 1928, Nr. 2. Verf. erörtert zunächst die Beziehungen von klassischer und Quantenmechanik und behandelt dann das Wasserstoffatom. Sodann wird auf Zweielektronensysteme übergegangen. Die Lagen der Elektronen werden als voneinander abhängig angenommen (z. B. r, ϑ, ϕ und $r, \vartheta, \phi + \pi$), was nach Schrödinger nicht erlaubt und quantenmechanisch sinnlos ist. *A. Unsöld.*

Aurel Wintner. Theorie der quantenmechanischen Matrizen von wasserstoffähnlichem Spektrum. Eine mathematische Begründung. (Vorläufige Mitteilung.) S.-A. Leipziger Ber. 79, 145—157, 1927. Die mathematische Theorie des Matrizenkalküls ist bis jetzt nur für den Fall ausgebaut, daß die Matrizen im Hilbertschen Sinne beschränkt sind. In der Quantenmechanik hat man es dagegen schon bei Spektren vom Wasserstofftypus nicht

mit beschränkten Matrizen zu tun. Verf. zeigt, wie man die methodischen Ansätze von Hilbert u. a. so ausbauen kann, daß sie eine strenge Begründung der Theorie wasserstoffartiger Spektren gestatten. Wegen mathematischer Einzelheiten muß auf die Originalabhandlung verwiesen werden.

A. Unsöld.

E. U. Condon. Über den Grundzustand des Wasserstoffmoleküls nach der Wellenmechanik. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 8, 19—21, 1927, Nr. 2. Ausgehend von den durch O. Burrau mit Hilfe numerischer Integration bestimmten Konstanten des H_2^+ -Grundzustandes wird eine Abschätzung der entsprechenden Größen für das H_2 -Molekül versucht. Zunächst wird die gegenseitige Störung der zwei Elektronen vernachlässigt; um eine bessere Näherung zu erzielen, wird die Energie der Elektronen für Kernabstand Null an den bei He beobachteten Wert angeschlossen.

A. Unsöld.

J. Stuart Foster. Application of Quantum Mechanics to the Stark Effect in Helium. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 137—163, 1927, Nr. 776. Es wird zunächst darauf hingewiesen, welche mannigfachen Einflüsse ein elektrisches Feld auf die Heliumlinien hat. (Abhängigkeit der Verschiebung und Intensität von der Feldstärke, „neue“ Linien usw.) Dann wird kurz die Entwicklung der Theorie dieser Effekte geschildert. Den Hauptteil der Arbeit bildet die Berechnung des Starkeffektes von Helium auf Grund der Quantenmechanik. Die Störungsenergie setzt sich aus einem von der Wechselwirkung der Elektronen herrührenden Teil (proportional dem Unterschied von H- und He-Termen) und der Wirkung des äußeren Feldes ($-eFz$) zusammen. Die Berechnung der Linienverschiebungen kommt schließlich auf die Auflösung einer Determinante heraus, deren Glieder die der Störungsfunktion zugeordneten Matrizen-elemente sind. Sodann werden die Intensitäten der Linienkomponenten in Abhängigkeit von der Feldstärke berechnet. Der Vergleich mit den außerordentlich genauen Messungen des Verf. zeigt völlige Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Die reproduzierten Aufnahmen zeichnen sich durch sehr große Linienschärfe und Auflösung aus.

A. Unsöld.

Arthur Edward Ruark. A simple derivation of the hydrogen energy levels in wave mechanics. Journ. Opt. Soc. Amer. 16, 40—43, 1928, Nr. 1. Das H-Atom wird dadurch vereinfacht, daß die Eigenfunktionen als nur vom Azimut ϕ abhängig angenommen werden. Als Eigenwerte ergeben sich (zufällig) die bekannten Größen.

A. Unsöld.

Arthur E. Ruark. The Effect of Intense Light on the Energy Levels of Atoms. Nature 119, 389—390, 1927, Nr. 2993. W. Kuhn hat in ZS. f. Phys. 38, 440, 1926 ein Experiment beschrieben, das ermöglicht, den Einfluß von Lichtstrahlung auf die Energieniveaus eines Atoms zu untersuchen. Das Ergebnis dieser Versuche war negativ. Verf. weist nun darauf hin, daß in Sternatmosphären viel stärkere Strahlungsfelder zur Verfügung stehen. Bei der Messung der relativistischen Rotverschiebung z. B. müßte sich der fragliche Effekt bemerkbar machen.

A. Unsöld.

3. Mechanik.

Ph. Frank. Die geometrische Deutung von Painlevés Theorie der reellen Bahnkurven allgemeiner mechanischer Systeme. Proc. Intern. Congr. Applied Mech. Delft 1924, S. 206—211.

Güntherschulze.

Katsutada Sezawa. Propagation of Rayleigh-Waves in Two Dimensions. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 314—317, 1926, Nr. 7. Kurze theoretisch-mathematische Entwicklung der Formeln für die Ausbreitung Rayleighscher Wellen in zwei Dimensionen.

Güntherschulze.

Constantin Weber. Achsensymmetrische Deformation von Umdrehungskörpern. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 5, 466—468, 1925, Nr. 6.

Güntherschulze.

J. Gijs. Over de beweging van een lineairen harmonischen slinger. Wis- en Natuurk. Tijdschr. 4, 11—18, 1928, Nr. 1. Verf. studiert die Bewegung eines harmonischen Pendels in einem Minkowskischen Felde. Ein Punkt bewegt sich darin ohne Reibung auf einer Geraden und ist einer nach dem Orte des Gleichgewichts zurücktreibenden Kraft unterworfen. Diese Kraft ist aus einem Potential, welches dem Quadrat des Abstandes zum Orte des Gleichgewichts proportional ist, ableitbar. Überdies soll dieses Potential nach einer Rechnung von Vanderlinden eine lineare homogene Funktion der Geschwindigkeitskomponenten sein. Verf. setzt also $P = \lambda c x^2 u^4$ (P = Potential, λ = Proportionalitätsfaktor, c = Lichtgeschwindigkeit, u^4 = die Zeit). Man kann die Hamilton-Jacobische partielle Differentialgleichung aufstellen und findet schließlich die Lösung des Problems in elliptischen Funktionen. Verf. gibt erst die Lösung im Raum-Zeit-kontinuum und dann im Raume und in der Zeit gesondert. Als Näherung ergibt sich die bekannte klassische Schwingungsgleichung.

Kolkmeijer.

Th. Pöschl. Zusatz zu der Arbeit: „Zur Theorie der zylindrischen Schalen und Bogenträger“. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 7, 420, 1927, Nr. 5.

Pöschl.

Th. Pöschl. Zur Theorie des Druckversuchs für zylindrische Körper. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 7, 424—425, 1927, Nr. 6. Die von Love angegebene Zurückführung der Lösung des achsensymmetrischen elastischen Problems auf die Bipotentialgleichung läßt sich unmittelbar aus den Maxwellschen Ansätzen für die Lösung des allgemeinen elastischen Problems herleiten. Das Problem des Druckversuchs verlangt die Einführung von ringförmigen Singularitäten, die an den Rändern der Druckflächen unendliche Werte für die Spannungen liefern. Die vollständige Durchführung der Theorie wird später gegeben.

Th. Pöschl.

E. T. Copson. On Electrostatics in a Gravitational Field. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 184—194, 1928, Nr. 779. [S. 1303.]

A. Unsöld.

L. Prandtl. Ein Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 8, 85—106, 1928, Nr. 2. In Anknüpfung an die Beobachtungstatsachen über die elastische Hysterese und über die „Zeitwirkungen“ (elastische Nachwirkung, Geschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung usw.) wird ein Gedankenmodell entwickelt, das aus zwei parallelen Linealen besteht, von denen das eine mit elastisch gelagerten Massenpunkten besetzt ist, das andere ein Kraftfeld mit räumlich wechselnder Kraftrichtung trägt. Die Verschiebung der beiden Lineale gegeneinander entspricht der Formänderung des festen Körpers, die dabei durch das Kraftfeld hervorgerufene Gesamtkraft entspricht der Spannung in dem festen Körper. Wenn die elastische Bindung der Massenteilchen so gewählt wird, daß jederzeit ein Bruchteil der Massenteilchen mehrere stabile Gleichgewichtslagen besitzt, dann liefert das System die Hysteresis-gesetze, wie sie für die magnetische Hysterese von E. Madelung (Ann. d. Phys.

17, 861, 1905) und für die elastische Hysteresis von S. Berliner (Ann. d. Phys. 20, 527, 1906) festgestellt worden sind. Durch Berücksichtigung der Wärmebewegung der Massenteilchen ergeben sich auch sämtliche Zeitwirkungen in einer mit der Erfahrung übereinstimmenden Form. Im besonderen erhält man den ganzen Übergang vom festen Körper durch die Erweichung bis zum dünnflüssigen Zustand, wie er z. B. bei Glas beobachtet wird. Die Analogie läßt sich daher auch für die Gesetzmäßigkeiten der Zähigkeit der Flüssigkeiten abhängig von Temperatur und Druck verwenden, desgleichen auch für die der festen Reibung. Dagegen umfaßt die Theorie dieses Modells nicht die Vorgänge, die mit der „Verfestigung“ zusammenhängen. Für dieses Erscheinungsgebiet werden phänomenologische Rechnungsansätze angegeben. *L. Prandtl.*

Werner Jenne. Räumliche Spannungsverteilungen in festen Körpern bei plastischer Deformation. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 8, 18—44, 1928, Nr. 1. Die auf Anregung von v. Mises im Institut für angewandte Mathematik der Universität Berlin entstandene Arbeit enthält im wesentlichen eine Anwendung der von Saint-Venant begründeten und im Jahre 1913 von v. Mises vervollständigten mathematischen Plastizitätstheorie auf verschiedene Gleichgewichtsprobleme der plastischen Deformation. Es werden gewisse Differentialbeziehungen abgeleitet, die den Kompatibilitätsbedingungen der Elastizitätstheorie entsprechen und daher als die Kompatibilitätsbedingungen der mathematischen Plastizitätstheorie bezeichnet werden können; ihre Erfüllbarkeit bei den behandelten Gleichgewichtsproblemen der plastischen Deformation wird untersucht. Mit Hilfe eines neueingeführten Begriffs, der Winkelgeschwindigkeitsdyade des Hauptachsenkreuzes des Spannungstensors, werden ferner unter Zugrundelegung der Gleichgewichtsbedingung für kontinuierlich ausgedehnte Medien bei Fehlen äußerer Kräfte gewisse Formeln abgeleitet, durch welche die lokalen Änderungen der Größen der Hauptspannungen ausgedrückt werden können durch die Elemente der Drehung des Hauptachsenkreuzes des Spannungstensors und durch die Hauptschubspannungen. Diese Formeln werden unter anderem in Verallgemeinerung des ebenen Problems der plastischen Deformation auf die Untersuchung der Spannungsverteilung bei Annahme gleicher Spannungszustände in beliebigen Parallelfächen angewendet; hierbei ergibt sich, daß unter speziellen Annahmen über die Spannungsverteilung die auf gekrümmten Flächen verlaufenden Linien größter Hauptschubspannung ähnlichen differentialgeometrischen Gesetzen genügen, wie sie Hencky für die „Gleitlinien“ im ebenen Falle der plastischen Deformation gefunden hat. *Jenne.*

W. Kuntze. Abhängigkeit der elastischen Dehnungszahl α des Kupfers von der Vorbehandlung. ZS. f. Metallkde. 20, 145—150, 1928, Nr. 4. Versuche mit 99,84 %igem Cu zeigten, daß je nach der Vorbehandlung bei elastischer Dehnung Hysteresis auftreten kann. Stets war dies der Fall bei plastischer Verformung ohne folgende Lagerung. Bei Belastungen bis zu $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ unter der jeweiligen durch Recken erzeugten Streckgrenze zeigte sich „reine“ Hysteresis (ohne bleibende Reste), d. h. die Elastizitätszahl α wuchs linear mit der Belastung, oberhalb dieses Gebiets und bei geglühten Proben dagegen stärker. Bis 3 % Reckung wuchs α rasch und nahm weiterhin ständig ab. Durch Tempern wurde α (infolge Verschwindens der inneren Spannungen) erniedrigt. Dies trat auch beim Lagern gereckter Proben (bei Raumtemperatur) auf, wobei auch wieder bleibende Reste sich zeigten. Mit der Spannung nahm α am meisten im geglühten Zustand zu, mit dem Reckgrade ab. Bei stark gereckten und dann getemperten Proben blieb α bei Belastungen bis zu $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{8}$ der

Streckgrenze ungeändert, was aber durch kleine Verformungen bereits gestört wurde. Demnach kann man bei geglihten Proben α nur für unendlich kleine Belastungen durch Extrapolation bestimmen.

Berndt.

A. Jaquerod et H. Mügeli. Variation du premier module d'élasticité avec la température. Acier—Palladium—Elinvar. *Helv. Phys. Acta* 1, 139—164, 1928, Nr. 2. Die Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Temperatur wurde an Stahl, einer Legierung von Pd mit 20 % Cu und an Elinvar durch Beobachtung des Ganges eines Chronometers (nach dem funkentelegraphischen Zeitsignal oder besser nach einer Koinzidenzmethode) bei Temperaturen von -184° , 0 bzw. -79 bis $+100$ bzw. $+80^{\circ}$ bestimmt, dessen Unruhe eine Spirale aus dem zu untersuchenden Metall hatte, während die Schwungmasse nicht kompensiert war (aus Pt, Au, Ag, Ni usw. ließen sich bisher keine brauchbaren Spiralen herstellen). Für Stahl verlief der Elastizitätsmodul zwischen 0 und 100° nahezu linear mit der Temperatur, sein mittlerer Temperaturkoeffizient ergab sich zu etwa $0,00027$. Allgemein konnte die Abhängigkeit von der Temperatur durch die Beziehung dargestellt werden: $1 - E/E_0 = A \cdot T^{3/2}$ (E_0 = Elastizitätsmodul beim absoluten Nullpunkt). Demnach ist der Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls proportional \sqrt{T} . Für die Pd-Cu-Legierung war der mittlere Temperaturkoeffizient zwischen 0 und 80° etwa $0,00030$. Dagegen nähert sich der Verlauf des Elastizitätsmoduls mit der Temperatur noch mehr dem linearen, so daß der sekundäre Fehler bei diesen Unruhen verringert wird. Für Elinvar ergaben sich die mittleren Temperaturkoeffizienten zwischen 0 und 80° zu $-0,00000650$ bis $+0,00002925$, also viel kleiner als bei Stahl, und waren mit einer Ausnahme positiv. Die Elastizitätsmodul-Temperaturkurve zeigt eine ausgesprochene S-Form, deren Lage von der einzelnen Probe und der thermischen Behandlung abhängt.

Berndt.

O. Föppl. Die Drehschwingungsprüfmaschine und die mit ihr feststellbaren Ergebnisse. *ZS. f. Metallkde.* 20, 142—144, 1928, Nr. 4. Mit Hilfe der vom Verf. konstruierten Drehschwingungsmaschine lassen sich bestimmen: die Dämpfung (die bei einer Schwingung in Wärme umgesetzte Arbeit) in Abhängigkeit von der Verformung und die Schwingungsfestigkeit (Grenzwert, der bei beliebigem Wechsel ohne Bruch ertragenen Beanspruchung). Die Dämpfung-Verformungskurve ist unabhängig von den Abmessungen der Probe und der minutlichen Wechselzahl (erprobt von 0 bis 2500). Die plastischen Verformungsanteile sichern den Werkstoff gegen den Einfluß der unvermeidlichen Fehlstellen (zäher Werkstoff im Gegensatz zum spröden). Aus der Kurve: mittlere Dämpfung—Verformung läßt sich die Kurve: Randdämpfung—Verformung berechnen. Die mittlere Dämpfung ergibt sich, obiger Definition gemäß, aus der gemessenen Temperaturdifferenz zwischen Stabmitte und -ende und der nach außen abgegebenen Wärme, die durch den Auslaufversuch bestimmt wird. Der Versuch dauert für sechs Stufen etwa sechs Stunden, unabhängig von der minutlichen Schwingungszahl. Durch Anlaufversuche, die aber nicht bei allen Werkstoffen zum Ziele führen, läßt sich die Versuchsdauer wesentlich abkürzen. Die Versuche mit der Ausschwingungsmaschine von Feussner und Ramb (*ZS. f. Metallkde.* 19, 115, 1927) führen dagegen zu falschen Werten, da bei dieser die Dämpfung nicht nur vom Werkstoff, sondern überwiegend von anderen Ursachen herrührt. Die Bestimmung der Schwingungsfestigkeit (bis 2 Millionen Wechsel!) würde wegen der nötigen Anzahl von Stufen auf der Drehschwingungsmaschine mehrere Tage erfordern. Aus der statischen Festigkeit und der Elastizitätsgrenze oder aus dem Punkte des plötzlichen Steilanstiegs der Dämpfungskurve ist die

Schwingungsfestigkeit nicht zu ermitteln. Für die Abnahme von Werkstoffen läßt sich indessen die Dauer zur Bestimmung beider Größen dadurch wesentlich herunderdrücken, daß man nur prüft, ob die vorgeschriebenen Werte erfüllt sind. *Berndt.*

Kamekichi Shiba. On the Distribution of Velocities in a System of Loaded Spheres. *Jap. Journ. of Phys.* 4, 39—42, 1925, Nr. 1.

G. Kempf. Über den Reibungswiderstand von Flächen verschiedener Form. *Proc. Intern. Congr. Applied Mech.* Delft 1924, S. 439—448.

Güntherschulze.

A. D. Fokker. De voortbeweging der slangen. *Physica* 7, 65—71, 1927, Nr. 3. Druckfehlerberichtigung. Ebenda S. 328, Nr. 9. Die Fortbewegung der Schlangen wird, nach der Analyse eines mechanischen Analogons, durch die Annahme einer Muskelwirkung erklärt, welche den Körper bei abnehmender Krümmung des Weges zu strecken und bei zunehmender Krümmung zu beugen bestrebt ist. *Sewig.*

K. Bögel. Die Theorie des sportlichen Wurfes. *ZS. f. math. u. naturw. Unterr.* 59, 49—53, 1928, Nr. 2. Im Anschluß an die Entwicklungen von Lampe (*ZS. f. math. u. naturw. Unterr.* 58, 1, 1927) leitet der Verf. ab, daß zwischen der größtmöglichen Wurfweite \bar{x} , der Abwurfgeschwindigkeit v und der Abwurfhöhe h beim Kugelstoßen, Speerwurf oder Schlagballweitwurf die einfache Beziehung $\bar{x} = (v/g) \sqrt{v^2 + 2gh}$ besteht, wo g die Schwerebeschleunigung ist. Wird die Gleichung nach v aufgelöst, wobei sich angenähert $v = \sqrt{g(\bar{x} - h)}$ ergibt, so läßt sich die dem Wurfkörper von der Masse m kg erteilte Wucht zu näherungsweise $W_m = \frac{1}{2} m (\bar{x} - h) m$ kg berechnen, falls \bar{x} und h in Metern gemessen werden. Hierzu kommt noch die zum Emporheben des geworfenen Körpers erforderliche Energie $U_m = m \cdot l \cdot \sin \alpha$ m kg (α = Abwurfswinkel, l = Länge der Wurfbewegung), so daß die gesamte, während der Wurfbewegung in den Körper hineingesteckte Energie $E_m = W_m + U_m$ wird. Die Erfahrung ergibt, daß E_m für schwere Wurfkörper viel größer ausfällt als für leichte. Die Gründe dafür werden eingehend erörtert. *Böttger.*

Hans Bohner. Zugfestigkeits- und Leitfähigkeitsänderung hartgezogener Drähte aus Kupfer, Bronze, Aluminium, Aludur und Aldrey unter dem Einfluß kurzzeitiger Erwärmungen. *ZS. f. Metallkde.* 20, 132—141, 1928, Nr. 4. [S. 1297.] *Berndt.*

L. Prandtl. Aufgaben der Strömungsforschung. *Naturwissensch.* 14, 335—338, 1926, Nr. 16. Festvortrag bei der Einweihung der Neubauten des Kaiser Wilhelm-Instituts für Strömungsforschung in Göttingen. Verf. gedenkt einleitend der Gründer und Förderer des Instituts, Felix Klein und Th. von Böttger. Dann folgen einige Ausführungen über die zu bearbeitenden Probleme der Strömungsforschung und über die Einrichtungen des Instituts. *Sewig.*

L. Prandtl und O. Tietjens. Kinematographische Strömungsbilder. *Naturwissensch.* 13, 1050—1053, 1925, Nr. 49/50. Bei der kinematographischen Aufnahme von Stromlinien nach dem Verfahren von Ahlborn, bei welchem kleine feste Teilchen (Bärlappspamen, Aluminiumpulver) sich in der Richtung der Stromfäden bewegen, macht sich die relativ kurze Belichtungsdauer der gewöhnlichen Aufnahmeapparate störend bemerkbar. Deshalb wurde ein Kine-

matographensystem konstruiert, bei welchem bei vier bzw. acht Bildern pro Sekunde von der auf jedes Bild entfallenden Zeit $\frac{7}{8}$ belichtet wird und nur $\frac{1}{8}$ für die Weiterbewegung des Filmbandes erforderlich ist. Der mechanische Aufbau des Systems wird beschrieben und an instruktiven Bildern der Unterschied zwischen den (nichts aussagenden) Bildern des alten und denen des neuen Apparats gezeigt. Bei ersterem sieht man nur die ungeordneten momentanen Lagen der Körner, bei den anderen treten die Stromlinien deutlich hervor. Weiter sind Bilder über den Strömungsverlauf an rotierenden und ruhenden Zylindern beigelegt, die im Göttinger Institut anlässlich der Untersuchungen über den Magnuseffekt aufgenommen wurden.

Sewig.

E. N. da C. Andrade and J. W. Lewis. An apparatus for investigating certain types of fluid motion. *Journ. scient. instr.* **1**, 373—377, 1924, Nr. 12. Beschreibung eines Apparats, mit dem die in dem nachstehenden Referat erwähnten Taylorschen Versuche über die Flüssigkeitsbewegung zwischen zwei koaxialen rotierenden Zylindern recht exakt durchgeführt werden können. Während die Zylinder bei Taylor 90 cm lang waren und der äußere einen Innendurchmesser von 4 cm hatte, ferner die Sichtbarmachung durch Einführung von Farbflüssigkeit (Eosin bzw. Fluorescein) durch Bohrungen hindurch erfolgte, hat bei dem neuen Apparat der innere, aus Silberstahl bestehende Zylinder 0,472 cm Durchmesser und 24 cm Länge, der äußere Bleiglaszylinder 0,900 cm Durchmesser innen, 1,085 cm Durchmesser außen und 17 cm Länge; beide Zylinder waren auf hundertstel Millimeter genau gearbeitet. Die Flüssigkeit zwischen den Zylindern war eine besonders präparierte kolloidale Silberlösung (vgl. Thorpe, *Dictionary of Applied Chemistry* **4**, 699). Die Zylinder bzw. die mit ihnen verbundenen Scheiben (der Glaszylinder war mit „German white wax, einer Reliquie aus Vorkriegszeiten“, mit den Antriebsrollen verbunden) liefen in Kugellagern und wurden unabhängig je von einem regelbaren Motor getrieben. Die Umdrehungsgeschwindigkeiten der Zylinder wurden stroboskopisch gemessen, indem die Antriebsrollen außen mit hellen Strichen in bestimmten Abständen versehen waren. Um bei der Beobachtung der Flüssigkeitsbewegung die Fehler auszuschalten, die durch Betrachtung der Vorgänge durch das gewölbte Glas des Außenzylinders hindurch entstehen und sich bei Taylors Apparat in Verzerrungen (Brechung) äußerten, ist der Außenzylinder an dem zu beobachtenden Querschnitt von einem Glaskubus umgeben und der Zwischenraum mit einer Flüssigkeit von nahezu gleichem Brechungsindex wie das benutzte Glas ausgefüllt. Auf den Querschnitt fällt (über ein Linsensystem und Wärmefilter) ein dünner Streifen Licht, so daß die Bewegung in der kolloidalen Lösung mit einem Mikroskop (22fache Vergrößerung) betrachtet oder photographiert werden kann (Strichlänge entsprechend der Geschwindigkeit der Teilchen). Die experimentellen Ergebnisse und aufgenommenen Photographien sollen später veröffentlicht werden.

Eisner.

G. I. Taylor. Stability of a Viscous Liquid contained between Two Rotating Cylinders. *Phil. Trans. (A)* **223**, 289—343, 1923, Nr. 612. Teil I. Die Stabilität für symmetrische Störungen einer zähen Flüssigkeit, in stationärer Strömung zwischen konzentrischen rotierenden Zylindern befindlich, wird mathematisch untersucht. Es wird gezeigt, daß für kleine Geschwindigkeiten die Bewegung immer stabil ist, daß aber für hohe Geschwindigkeiten die Bewegung nur dann stabil, wenn das Verhältnis der Geschwindigkeit des äußeren Zylinders zu der des inneren einen bestimmten Wert nicht überschreitet. Ist das Verhältnis kleiner oder negativ, so wird die Bewegung bei hohen Geschwindigkeiten un-

stabil. Das „Kriterium“ der Stabilität wird gefunden und für Fälle, die geeignet sind für eine experimentelle Nachprüfung und für zahlenmäßige Betrachtungen eine Näherungsform für das Kriterium entwickelt. Das Kennzeichen für Instabilität, das bei allmählichem Anwachsen der Geschwindigkeiten der Zylinder erwartet werden kann, besteht, wie gezeigt wird, in symmetrischen, ringförmigen Wirbeln, die in regelmäßigen Zwischenräumen längs der Längserstreckung der Zylinder verteilt sind. Diese Wirbel rotieren abwechselnd in entgegengesetzter Richtung. Ihre Dimensionen werden berechnet und gezeigt, daß sie in Räumen von rechteckigem Querschnitt enthalten sind. Rotieren beide Zylinder im gleichen Sinne, dann sind diese Rechtecke Quadrate, so daß die Wirbel in Abständen angeordnet sind, die gleich der Dicke des Ringraumes zwischen beiden Zylindern sind. Rotieren beide Zylinder in entgegengesetztem Sinne, so ist der Abstand zwischen den Mitten benachbarter Wirbel kleiner, und gleichzeitig entstehen zwei Systeme von Wirbeln, ein inneres System, ähnlich dem bei gleichsinnigem Umlauf beider Zylinder, und ein äußeres von viel geringerer Heftigkeit und in entgegengesetzter Richtung drehend als die benachbarten Glieder des inneren Systems. Teil II. In Teil II werden Experimente beschrieben, in denen alle Schlüsse des Teils I einer zahlenmäßig kontrollierbaren Verwirklichung unterworfen werden. Die vorausgesagten Wirbel erscheinen in der Tat bei den vorausgesagten Geschwindigkeiten; Photographien der Wirbel. Die Genauigkeit, mit der die kritische Geschwindigkeit vorausgesagt wurde, hat nur 2 % Fehler. Hinweis auf das „Kriterium“ Reynolds und Orr, wo der Fehler 7000 % betrug. Der Fehler in der Voraussage der Abmessungen der Wirbel beträgt 3 bis 5 %, die rechteckigen Räume, in denen sie verteilt sind, sieht man auf den Photos. Am Schluß Beschreibung der Beobachtungen, die ein Licht auf die Methode werfen, wie anfänglich symmetrisch Instabilität Platz greift, bevor die Flüssigkeit vollständig turbulent wird. Die Resultate stehen im Gegensatz zu denen früherer Beobachter, teils weil besondere Methoden angegeben sind im Hinblick auf die besondere Bewegungsart, teils jedoch auch, weil insbesondere der Einfluß der Enden der Zylinder sorgfältig ausgeschaltet war. *Eisner.*

H. Lorenz. Das Problem der Turbulenz im Kreisrohr. ZS. f. angew. Math. u. Mech. **5**, 489—490, 1925, Nr. 6.

F. Sbrana. Moti piani di un fluido incompressibile nei quali le linee di corrente sono isotachie. Lincei Rend. (6) **5**, 876—879, 1927, Nr. 11.

L. Bairstow, B. M. Cave and E. D. Lang. The resistance of a cylinder moving in a viscous fluid. Phil. Trans. (A) **223**, 383—432, 1923, Nr. 614.

A. Masotti. Azione dinamica che un liquido perfetto esercita su un solido cilindrico, di sezione qualunque, mobile in esso. Lincei Rend. (6) **5**, 872—876, 1927, Nr. 11.

H. Bénard. Sur les tourbillons alternés détachés derrière un obstacle en mouvement. Journ. de phys. et le Radium (6) **8**, 135 S, 1927, Nr. 2. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 239.] (Druckfehlerberichtigung.)

W. B. Morton. On the Discontinuous Flow of Liquid past a Wedge of Small Angle. Phil. Mag. (6) **48**, 464—476, 1924, Nr. 285. *Güntherschulze.*

T. H. Havelock. Wave Resistance: the Effect of Varying Draught. Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 582—591, 1925, Nr. 748. Mathematische Entwicklung der Theorie des Widerstandes der Bug- und Heckwellen eines Schiffes mit senkrechten Wänden und ihr Vergleich mit praktischen Versuchen, die einige Abweichungen ergeben. *Güntherschulze.*

Burton E. Livingston and Grace Lubin. The Askenasy demonstration of traction transmitted through liquid water. *Science* (N. S.) **65**, 376—379, 1927, Nr. 1685.

Edgar B. Schieldrop. On discontinuous fluid motion in two dimensions. A generalisation of Helmholtz's problem. *Skrifter Oslo* 1924 [1], Nr. 10, 14 S.

S. F. Grace. Free Motion of a Sphere in a Rotating Liquid at Right Angles to the Axis of Rotation. *Proc. Roy. Soc. London* (A) **104**, 278—301, 1923, Nr. 725.

Güntherschulze.

Hilding Faxén. Gegenseitige Einwirkung zweier Kugeln, die in einer zähen Flüssigkeit fallen. Mit einem Nachtrag von Heimer Dahl. *Ark. f. Mat., Astron. och Fys.* **19** [A], Nr. 13, 8 S., 1925, Heft 2. Kurze Mitteilungen von Rechnungen, die infolge des Wunsches der Kolloidchemiker durchgeführt wurden, die Geschwindigkeit zweier Kugeln berechnen zu können, die sich berühren und in einer zähen Flüssigkeit unter dem Einfluß der Schwere fallen. Es zeigte sich, daß die benutzte Methode nicht zum Ziele führt, weil eine Potenzreihe schlecht konvergiert.

Güntherschulze.

F. E. Fournier. Sur la résistance de l'eau à la translation des carènes. *C. R.* **185**, 317—320, 1927, Nr. 5.

Güntherschulze.

Wilhelm Müller. Allgemeine Sätze über die Strömung in Kreisellrädern und Turbinen. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 347—354, 1927, Nr. 5. Den Ausgangspunkt bilden die grundlegenden Bewegungsgleichungen von Euler, die auf den Fall umgeformt werden, daß die Begrenzung der strömenden Flüssigkeit in gleichmäßig rotierender Bewegung begriffen ist. Es ergibt sich dann unter anderem der für die Turbinentheorie wichtige Satz, daß einer Relativbewegung, dessen Wirbelvektor entgegengesetzt gleich dem Drehvektor ist, eine absolute Potentialströmung entspricht. Für die Relativströmung gilt ferner eine Energiegleichung, die sich von der Bernoullischen Gleichung durch ein von der Drehgeschwindigkeit abhängiges Glied unterscheidet. Die auf das Schaufelrad übertragende Leistung kann man in sehr allgemeiner Form aus einer von Prandtl angegebenen Gleichung ableiten, die zum Ausdruck bringt, daß die Elementarkraft proportional dem Vektorprodukt aus dem Rotor der Absolutgeschwindigkeit und dem relativen Geschwindigkeitsvektor ist. Die dadurch entstehende Formel läßt sich dann, wenn man den ebenen Fall und unendlich viele Schaufeln voraussetzt, in die bekannte Eulersche Turbinenformel umgestalten. Die Absolutströmung läßt sich für den Idealfall, daß die Schaufeln durch Stabwirbel ersetzt werden und eine Wirbelquelle im Ursprung angenommen wird, leicht aufstellen. Die Stärke der Wirbel entspricht im allgemeinen Falle der Größe der Zirkulationen, die für die Leistung maßgebend ist und wesentlich von der Schaufelform abhängt. Die allgemeine Strömung, deren Bestimmung auf eine Randwertaufgabe erster und zweiter Art hinausläuft, setzt sich aus der zirkulatorischen Durchflußströmung und der von der Drehung abhängigen Verdrängungsströmung zusammen. Das strömungstheoretische Turbinen- bzw. Pumpenproblem besteht darin, die zunächst unbestimmt angenommenen inneren und äußeren Zirkulationswerte den Bedingungen stoßfreien Eintritts und tangentialen Abflusses anzupassen. Die Leistung wächst bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen mit der Zahl der Schaufeln, was sich

darin ausspricht, daß der theoretische Gütegrad (der Quotient der Leistungswerte bei einer endlichen und unendlichen Anzahl von Schaufeln) stets kleiner als 1 bleibt. Wilhelm Müller.

Kirkpatrick. The Damping of Pendulous Jets. *Nature* **118**, 261—262, 1926, Nr. 2964. Läßt man aus einem Gefäß durch eine Öffnung einen Flüssigkeitsstrahl nach unten austreten, und führt die Mündung eine lineare harmonische Bewegung aus, so ist die Verrückung des Strahles aus einer angenommenen Anfangslage $X = s + T \frac{ds}{dt}$, wenn T die Fallzeit bis zu dem betrachteten Niveau

und s die Entfernung der Mündung von ihrer Ausgangslage zur Zeit der Loslösung der beobachteten Flüssigkeitspartikel bedeutet. Diese Gleichung gilt, wenn die Teilchen nur der Schwerkraft unterworfen sind. Verf. untersucht die durch Dämpfung bedingten Abweichungen von diesem Gesetz an Ölen mit verschiedener Viskosität. Es konnten Frequenz und Amplitude unabhängig voneinander geändert werden. Die Unterschiede wachsen monoton mit zunehmender Frequenz und Amplitude und zunehmender Zähigkeit der Flüssigkeit. Sewig.

Max Jakob. Versuche aus dem Gebiet der Wärmekraftforschung. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **72**, 379—380, 1928, Nr. 11. [S. 1360.] Jakob.

A. Betz. Eine anschauliche Ableitung des Biot-Savartschen Gesetzes. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **8**, 149—151, 1928, Nr. 2. [S. 1319.] Betz.

Samuel E. Hill. A simple visual method for demonstrating the diffusion of oxygen through rubber and various other substances. *Science (N. S.)* **67**, 374—376, 1928, Nr. 1736. Die Diffusion von Sauerstoff durch Hartgummi und andere Stoffe kann sehr anschaulich durch die Verwendung von Leuchtbakterien gezeigt werden, die bereits von einem Partialdruck von 0,0053 mm Hg des Sauerstoffs an sich mit lebhaftem Leuchten oxydieren. Sewig.

Br. Jirgensons. Eine einfache Methode zur Messung der Koagulation. (Vorläufige Mitteilung.) *Kolloid-ZS.* **44**, 202—205, 1928, Nr. 3. Die Koagulation wird quantitativ spektrographisch verfolgt, indem der Absorptionsstreifen mit abnehmender Dispersität vom violetten Ende des Spektrums zum roten Ende und dann wieder zurück wandert. Untersucht wurden Hämoglobininlösungen, Silbersole, Eisenhydroxydsol und Schwefelsol. Gyemant.

Alan Newton Campbell. Density and Electrostriction of Dilute Manganese Salt Solutions. *Journ. chem. soc.* 1928, S. 653—658, März. Es wurden die Dichte und die Elektrostriktion bei 0,005- bis 0,5 norm. Lösungen miteinander in Beziehung gebracht und die Parallelwerte für $MnCl_2$, $MnSO_4$ und $Mn(NO_3)_2$ in Tabellen angegeben und graphisch aufgetragen. Aus den Tabellen ist ersichtlich, daß der Dichtekoeffizient ziemlich konstant ist, so daß die Dichte von der Normalität 0,1 ab bei Verwendung des mittleren Moduls 355 berechnet werden kann. Bei Berechnung des Moduls für Sulfat- und Nitratlösungen wurden die angenommenen Moduln für $\frac{1}{2} SO_4$ und NO_3 (200 bzw. 150) benutzt. Die erhaltenen Elektrostriktionskurven gleichen denen, welche Wagner erhalten hat. Wie Baxter und Wallace erwähnt haben, weisen die Maxima auf das Vorhandensein zweier entgegengesetzter Prozesse hin. Die Form der Kurven ist naturgemäß unabhängig von den angegebenen Werten der Dichten und der Molekularvolumina der festen wasserfreien Salze. Die angegebenen Werte

zeigen bei Berechnung der wirklichen Molekularvolumina bei Manganonitrat- und Chloridlösungen eine negative Elektrostriktion, was einer Expansion des Lösungsmittels entspricht.

St. Handel.

E. Newton Harvey and Alfred L. Loomis. High Frequency Sound Waves of Small Intensity and their Biological Effects. *Nature* **121**, 622—624, 1928, Nr. 3051. Es wird eine Apparatur zur Erzeugung hochfrequenter Schallschwingungen beschrieben, die aus einem kleinen Röhrensender und einem schwingenden Quarzkristall besteht. Die biologischen Wirkungen hochfrequenter akustischer Schwingungen wurden an verschiedenen Objekten (Blutkörperchen, Protoplasma, Protozoen) untersucht.

Sewig.

Willy Prager. Die Formänderungen von Raumbachwerken. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 421—424, 1927, Nr. 6. Im Anschluß an Arbeiten von B. Mayor, R. v. Mises und die Dissertation des Verf. wird an einem dreiständigen Bockgerüst als einfachstem Raumbachwerk die Bestimmung der Stabkräfte und Deformationen gezeigt unter Verwendung hierfür besonders geeigneter Abbildungsverfahren. Es wird der Einfluß steifer Verbindung der Stäbe an den Knotenpunkten durch eine Nebenspannungsuntersuchung berücksichtigt; die Knotendrehwinkel und damit die Biegemomente und Nebenspannungen können zeichnerisch oder rechnerisch bestimmt werden. Die Übertragung dieser Nebenspannungsrechnung auf allgemeinere Raumbachwerke wird angedeutet.

Prager.

S. Timoschenko. Steifigkeit von Hängebrücken. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **8**, 1—10, 1928, Nr. 1. Die Differentialgleichung der Durchbiegungskurve eines auf zwei oder mehreren Stützen gelagerten und in zwischenliegenden Punkten durch geeignete Aufhängung teilweise entlasteten Trägers bietet bei der Integration im allgemeinen erhebliche Schwierigkeiten. Diese umgeht Verf. auf folgende Weise. Ohne die Differentialgleichung direkt zu integrieren, setzt er für die Durchbiegungskurve des Hängeträgers eine Fouriersche Reihe an, deren Koeffizienten aus der Überlegung folgen, daß bei einer Variation eines unter ihnen die Energieänderung des Trägers gleich sein muß der hierbei geleisteten Arbeit der äußeren Kräfte. Die so ermittelten Koeffizienten enthalten noch die Horizontalkomponente des Aufhängeseilzuges bei der jeweiligen Belastung des Trägers. Durch eine mit dem bezeichneten Ansatz durchgeführte und der obigen analoge Energiebilanz am Seile, gegebenenfalls unter Berücksichtigung der thermischen Einflüsse, ermittelt Verf. den Zusammenhang zwischen der Horizontalkomponente des Seilzuges und der veränderlichen Belastung des Trägers. Damit sind alle Fragen beantwortet, die bei der praktischen Durchführung der Konstruktion entstehen.

Malkin.

Willy Prager. Zur Theorie elastisch gelagerter Konstruktionen. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 354—360, 1927, Nr. 5. Die Theorie elastisch gestützter Konstruktionen ist von Bedeutung für die Berechnung von Fundamentkörpern (Platten und Balken) auf nachgiebigem Untergrund. Im Bauwesen wird dabei meist zugrunde gelegt die aus der Theorie des Eisenbahnoberbaues übernommene Annahme der Proportionalität zwischen Einsenkung der Unterlage an einer bestimmten Stelle und der an dieser Stelle übertragenen Pressung, während in Wirklichkeit auch die Pressung an benachbarten Stellen zur Einsenkung beitragen wird, allerdings um so weniger, je weiter diese Stellen von der betrachteten entfernt sind. Betrachtet man den Erdboden als vollkommen elastischen Halbraum, so führt das Problem der auf diesem Erdboden gebetteten

elastischen Platte auf eine Integrodifferentialgleichung, die sich für allgemeine Belastungszustände und Plattenformen kaum lösen läßt. Es ist nun von Interesse, daß sich die Lösung des entsprechenden ebenen Problems (elastischer Streifen auf elastischer Halbscheibe) ohne allzu große Schwierigkeit angeben läßt, wenn der Streifen unendlich lang und die Belastung periodisch ist. Durch einen Kunstgriff gelingt es, für gewisse Belastungsfälle sich von diesen Einschränkungen frei zu machen, und es wird die Pressungsverteilung berechnet unter einer Grundplatte, die zwei gleich starke Wände trägt und in einer Richtung unendlich lang ist. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der üblichen Theorie elastisch gelagerter Konstruktionen ist mangels Zahlenunterlagen über die Elastizität des Erdbodens nicht möglich.

Prager.

F. Schleicher. Senkungsmittelwert und Ähnlichkeitsbedingung für Platten und Balken auf isotroper elastischer Unterlage. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* 8, 68—70, 1928, Nr. 1. 1. Wirken auf die Grenzebene des isotropen Halbraumes [$C = m^2 E / (m^2 - 1)$] Normalspannungen mit der von Null verschiedenen Summe P , welche beliebig über die Grundfläche F verteilt sind, so läßt sich der Mittelwert w_m der Senkungen (w = Verschiebungskomponente normal zur Grenzebene des Halbraumes) innerhalb F in der Form darstellen: $w_m = \mathcal{Q}_m \cdot P / C \sqrt{F}$. Darin bedeutet \mathcal{Q}_m eine Verhältniszahl, die nur von der Gestalt der belasteten Grundfläche und der Art der Verteilung der Normalspannungen über F abhängt: Bei ähnlichen Grundflächen, ähnlichen Pressungsverteilungen und gleichem Gesamtdruck P ist der Mittelwert w_m und weiter die Senkung w an jeder beliebigen Stelle umgekehrt proportional den linearen Abmessungen der Grundfläche F . Eine Zusammenstellung der Werte \mathcal{Q}_m für einige Lastverteilungen über kreisförmigen und quadratischen Grundflächen vgl. Tabelle 4 der Originalarbeit. 2. Wirkt die Belastung P nicht unmittelbar auf die Grenzebene des Halbraumes, sondern ist noch eine „druckverteilende Platte“ konstanter Dicke h eingeschaltet, so tritt eine Verbiegung der Platte ein, welche außer von der Verteilung der Belastung auf der Plattenoberseite auch von Gestalt und Flächeninhalt F der Platte, sowie von den elastischen Eigenschaften der Platte und der Unterlage abhängt. Die auftretenden Senkungen und Pressungen genügen bei Voraussetzung der üblichen Näherungstheorie der Plattenbiegung je einer gewissen Integrodifferentialgleichung, die man durch Gleichsetzung der Senkungen und Pressungen an der Berührungsfläche zwischen Platte und Unterlage erhält. Bei ähnlicher Gestalt der Plattengrundfläche und ähnlichen Belastungsverteilungen ergeben sich danach für zwei Platten auf isotroper Unterlage dann ähnliche Verbiegungen und Pressungsverteilungen, wenn die Zahlen $a = C_u F^{3/2} / C_{pl} h^3$ übereinstimmen, vorausgesetzt, daß sich die Platte nicht von der Unterlage abhebt. C_{pl} und C_u bezeichnen die oben angegebene Elastizitätskonstante für das Material der Platte bzw. der Unterlage. 3. Beim Balken auf isotroper Unterlage folgt analog als Ähnlichkeitsbedingung die Gleichheit der Zahlen $\beta = C_B J / C_u b^4$. Darin bedeutet J das Trägheitsmoment des konstanten Balkenquerschnitts, b die Breite der rechteckigen Balkengrundfläche.

Schleicher.

Rudolf Beyer. Dynamik der Mehrkurbelgetriebe. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* 8, 122—133, 1928, Nr. 2. Ausgehend von den Lagrangeschen Differentialgleichungen zweiter Art für die Bewegung eines Doppelpendels oder Zweischlages, werden die Bewegungsgleichungen für die nach W. Lynen als Zwei- und Dreikurbelgetriebe „im losen Aufbau“ bezeichneten Getriebe aufgestellt. Das Verfahren, diese Getriebe in Zweischläge und Einzelglieder (ternäre Schließen)

zu zerlegen, führt unter Benutzung der Gelenkdrucke an den getrennten Paarungsstellen und unter Verwendung kinematischer und graphodynamischer Methoden (Wittenbauers dynamische Ersatzmassen) zu der expliziten Darstellung der an den Kurbeln einzuleitenden Kraftmomente \mathfrak{M}_λ in ihrer Abhängigkeit von der Massenordnung und der an den Kurbeln auftretenden Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\varphi}_k$ und Winkelbeschleunigungen $\ddot{\varphi}_k$. So ergibt sich z. B. für das Dreikurbelgetriebe im losen Aufbau ($\lambda = 1, 2, 3$):

$$\mathfrak{M}_\lambda = \sum_{k=1,2,3} a_{\lambda k} \ddot{\varphi}_k + \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ k=1,2,3}} \left[\frac{i k}{\lambda} \right] \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_k,$$

$$\ddot{\varphi}_\lambda = \frac{1}{\mathcal{A}} \sum_{k=1}^3 \mathfrak{M}_k \bar{A}_{\lambda k} - \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ k=1,2,3}} \left\{ \frac{i k}{\lambda} \right\} \dot{\varphi}_i \dot{\varphi}_k,$$

worin die $a_{\lambda k}$ gemäß $2 L = \sum a_{\lambda k} \dot{\varphi}_k \dot{\varphi}_\lambda$ die Koeffizienten der kinetischen Energie L , $\mathcal{A} = |a_{\lambda k}|$ und die

$$\left[\frac{i k}{\lambda} \right] \quad \text{bzw.} \quad \left\{ \frac{i k}{\lambda} \right\}$$

die bekannten Christoffelschen Dreiindizesymbole erster und zweiter Art bedeuten. Diese ganz symmetrisch aufgebauten Formeln lassen sich auf Mehrkurbelgetriebe verallgemeinern und klären den mathematischen Aufbau der bei G. Marx und F. Proeger auftretenden sogenannten „reduzierten Trägheitsmomente“, deren Beziehungen untereinander dort nicht erörtert werden. Vom mathematischen Standpunkt ist beachtenswert, daß die auftretende „Christoffelsche Dreiindizesymbolik“ gewisse Zusammenhänge mit dem mathematischen Rüstzeug der Differentialgeometrie und der Relativitätstheorie aufweist und so zu verschiedenen Analogien und Vermutungen führt. Außerdem ergeben sich einige Kontrollen für die zeichnerisch auffindbaren reduzierten Trägheitsmomente.

R. Beyer-Zwickau.

Wilh. Schulz. Das Förderhöhenverhältnis radialer Kreispumpen mit logarithmisch-spiraligen Schaufeln. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 8, 10—17, 1928, Nr. 1. Im Rahmen der im Braunschweiger Laboratorium für Dampfmaschinen und Pumpen (Prof. Dr.-Ing. C. Pfeleiderer) geführten Untersuchungen zur Klärung des Einflusses der endlichen Schaufelzahl wird versucht, das Förderhöhenverhältnis ($H_{th}/H_{th\infty}$) für die ideale Flüssigkeit zu bestimmen. Die Arbeit stellt eine Parallele dar zu jener von E. Sörensen, beschreitet aber bei der konformen Abbildung einen neuen Weg, so daß das mathematische Ergebnis eine einfache numerische Auswertung zuläßt. Der Kunstgriff besteht darin, daß aus dem Einheitskreis zunächst ein Spiralsektor mit nur einer Schaufel hergestellt wird. Der vollständige Schaufelstern wird durch Aneinanderlegen dieser Sektoren erhalten, wobei aber jeweils zwischen aufeinanderfolgenden Schaufeln — infolge Übergangs in ein anderes Riemannsches Blatt — eine Linie sprunghafter Unstetigkeit erscheint. Für ein solches primitives Schaufelsystem kann das Förderhöhenverhältnis leicht berechnet und sodann auf ein zusammenhängendes übertragen werden. Letzteres erscheint möglich, da die Art und der Betrag der Sprunghaftigkeiten eine Funktion allein des Schaufelwinkels sind und somit durch Schaufelzahlvariation bestimmt werden können, weil der Limes des Förderhöhenverhältnisses für unendlich viele Schaufeln den Wert 1 annehmen

muß. Die Untersuchung erbringt den Nachweis für die Geradlinigkeit der H_{th} -Linie, wobei eine Beziehung gefunden wird, die jener der elementaren Zeunerschen Turbinentheorie für unendlich große Schaufelzahl vollkommen analog aufgebaut ist und insbesondere auch den Einfluß des Schaufelwinkels genau wie jene wiedergibt. Weiterhin ist die Untersuchung über die Lage des Schnittpunktes der H_{th} - und $H_{th\infty}$ -Linie zu erwähnen, welcher im allgemeinen weder auf der Achse der Fördermengen, noch unterhalb dieser im Unendlichen liegt, sondern vielmehr irgendwo zwischen diesen beiden Grenzwerten. Die numerische Auswertung erfaßt das Förderhöhenverhältnis für alle möglichen Kombinationen von Schaufelzahl, -winkel und Radienverhältnis des Kreisrades, wobei für den Sonderfall $r_1/r_2 = 0$ die Kucharskyschen Werte erhalten werden.

W. Schulz.

E. vom Ende. Die neuzeitliche Lagerprüfung. ZS. f. techn. Phys. **9**, 121—126, 1928, Nr. 4. In einem zusammenfassenden Bericht behandelt der Verf. den Stand der Theorie über die Vollschrnierung. Ihre Ergebnisse sind in bezug auf Zapfenbewegung, Schmierschichtdicke und Oberflächenbeschaffenheit der Lagerschale durch mannigfache Versuche bestätigt. Weiter werden die Lagerprüfstände von Kammerer und V. Vieweg beschrieben. Der Versuchsstand von Vieweg erlaubt eine exakte Messung der Lagertemperatur und des Reibungsmoments durch Anwendung einer reibungslosen Druckbelastung. Von den neueren Arbeiten aus dem Gebiet der Teilschrnierung werden nur die optischen Versuche von V. Vieweg erwähnt, die umfassenden, zum Teil physikalisch-chemischen Arbeiten der ausländischen Autoren (z. B. Woog, Southcombe, Wells usw.) werden nicht behandelt.

Joh. Kluge.

G. Duffing. Reibungsversuche am Gleitlager. ZS. d. Ver. d. Ing. **72**, 495—499, 1928, Nr. 15. Nach den alten Reynoldsschen Formeln über die Lagerreibung spielt nur die Zähigkeit eine Rolle. Durch sorgfältige Versuche ist festzustellen, wie weit andere physikalische Konstanten und die Beschaffenheit der Lagermetalle mitwirken. Für derartige Versuche hat der Verf. bei der Rhenania-Ossag, Hamburg, eine Ölprüfmaschine gebaut. Sie erlaubt die Messung des Reibungskoeffizienten und der Ölfilmdicke. Durch Berücksichtigung der Unebenheiten gelingt es dem Verf., teilweise Unstimmigkeiten zwischen Versuch und Theorie zu beseitigen. Versuche aus dem Gebiet der halbflüssigen Reibung führen zu einer Festigung der modernen Anschauungen über die Bildung der sogenannten Oiliness. Der Reibungskoeffizient nimmt unabhängig von der Zähigkeit mit der Zeit zu. Selbst bei ruhender Welle bildet sich allmählich ein sehr feiner Ölfilm (etwa $1\ \mu$). Der Einfluß der sogenannten Druckzähigkeit wird diskutiert. Weitere Untersuchungen müssen die Wechselwirkung zwischen Öl und Lagermetall klären helfen.

Joh. Kluge.

4. Aufbau der Materie.

P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 610—624, 1928, Nr. 778. [S. 1278.]

A. Unsöld.

P. A. M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) **118**, 351—361, 1928, Nr. 779. [S. 1279.]

A. Unsöld.

F. L. Mohler. Recombination of atom ions and electrons. Phys. Rev. (2) **31**, 707, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit 5 Volt zwischen einer

Kathode aus dünnem Draht und einer sie vollständig umhüllenden Anode wird eine Thermionenentladung aufrechterhalten. So läßt sich eine relativ große Ionen- und Elektronenkonzentration erhalten und bei Strömen von mehr als 0,1 Amp. bei einem Dampfdruck von mehr als 0,1 mm zeigen die Spektren kontinuierliche Banden, die von jeder Seriegrenze ausgehen. Ihre Intensität wurde gemessen. Sondenmessungen und semilogarithmische Darstellung des Elektronenstromes zeigen, daß die Elektronen eine streng den Wahrscheinlichkeitsgesetzen entsprechende Energieverteilung und ungewöhnlich kleine Durchschnittsenergien von 0,2 bis 0,3 Volt haben. Wird angenommen, daß die kontinuierlichen Spektren Rekombinationsspektren sind, so lassen sich auf Grund der Intensitätsmessungen und der bekannten Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen relative Werte der Wiedervereinigungswahrscheinlichkeit als Funktion der Elektronengeschwindigkeit und der Absorptionswahrscheinlichkeit als Funktion der Frequenz berechnen. Die Ergebnisse gelten natürlich für die Wiedervereinigung zu einem definierten Energiezustand und für eine Absorption, die zu einer Ionisierung der ursprünglich in jenem Zustand befindlichen Atome führt. *Güntherschulze.*

F. H. Loring. Determination of e/m . Chem. News **136**, 145—147, 161—165, 1928, Nr. 3543 u. 3544. Der Verf. gibt eine Übersicht über die Resultate der e/m -Bestimmungen in den Jahren 1902 bis 1909, sodann über die mit Elektronenstrahlen zwischen 1909 und 1927 erhaltenen, aus denen ein Mittelwert $e/m_0 = 1,7674 \cdot 10^7$ sich ergibt, wenn als Gewicht einer Messung die zwei letzten Stellen der Jahreszahl genommen werden (!). Sodann werden die Berechnungen des e/m aus dem Zeemaneffekt nach H. D. Babcock und aus der Feinstruktur nach W. V. Houston besprochen; es ergibt sich $e/m_0 = 1,7660 \cdot 10^7$. Als Gesamtmittel wird $e/m_0 = 1,767 \cdot 10^7$ el.-magn. Einh. genommen. *K. Przibram.*

W. Wessel. Zur Translationsbewegung des Elektrons. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **8**, 24, 1927, Nr. 2. [S. 1279.] *A. Unsöld.*

Thomas H. Johnson. On the mechanism of orientation of atoms in magnetic and electric fields. Science (N. S.) **67**, 37—38, 1928, Nr. 1724. Nach der Theorie kann ein Atom in einem Felde nur eine Präzessionsbewegung ausführen. Nach den Versuchen von Stern und Gerlach kommen dagegen die Atome in weniger als 10^{-4} Sek. in eine Ruhelage, bei der ihr Moment eine bestimmte gequantelte Richtung zum Felde hat. Da Zusammenstöße nicht stattfinden, kann das Atom seine Energie nur durch Abgabe oder Aufnahme von Strahlung ändern. Nach einer Rechnung von Einstein und Ehrenfest sollten dazu etwa 10^{10} Sek. nötig sein. Zur Vermeidung dieser Schwierigkeiten schlägt der Verf. die Annahme vor, daß in dem Ofen, in dem die Atome ihre letzten Zusammenstöße erfahren, ehe sie den Atomstrahl bilden, ein Streufeld vorhanden ist, das dem ablenkenden Felde parallel ist. Erfahrungsgemäß genügt bei Zusammenstößen bereits ein schwaches Feld, um die Atome zu orientieren. Eine Stütze erfährt diese Vermutung durch Versuche von Wrede (ZS. f. Phys. **44**, 261, 1927), bei denen der Ofen einwandfrei feldfrei war. Bei diesen Versuchen hatten nun die Moleküle keine gequantelte Richtung. Weiter ließe sich die Annahme dadurch prüfen, daß der Ofen definierten Feldern unterworfen würde. *Güntherschulze.*

J. H. J. Poole. Intensification of the metallic image in Gerlach and Stern's magnetic experiments. Nature **117**, 451, 1926, Nr. 2943. Anlässlich von Versuchen zur Bestimmung des magnetischen Moments des Cadmiumatoms durch eine abgeänderte Stern-Gerlach-Anordnung kam Verf. auf das

beschriebene Verfahren zur Verstärkung des Niederschlags einer sehr kleinen Anzahl von Metallatomen auf Glas. Es beruht darauf (Langmuir), daß Cä-Dampf bei kleinen Drucken auf einer reinen Glasplatte bei normaler Temperatur nicht, sehr leicht dagegen bei der Temperatur der flüssigen Luft kondensiert. Sobald aber nur ganz geringe Niederschläge vorhanden sind, kondensiert sich der Dampf an diesen Stellen bei Zimmertemperatur leicht und erzeugt dort ein sichtbares Bild. *Sewig.*

Kotarô Honda. Über den Ursprung des auf der Atomstruktur beruhenden Magnetismus. *ZS. f. Phys.* **47**, 691—701, 1928, Nr. 9/10. [S. 1312.] *Gumblich.*

Arthur E. Ruark. The Effect of Intense Light on the Energy Levels of Atoms. *Nature* **119**, 389—390, 1927, Nr. 2993. [S. 1280.] *A. Unsöld.*

D. M. Morrison. On the Formation of a Gaseous Helide of Radium Active Deposit. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **24**, 268—275, 1928, Nr. 2. Auf Grund der Anschauung, daß Helium in dem als Orthohelium bezeichneten Zustand (eins der beiden Elektronen in sehr gehobener Bahn) sich wasserstoffähnlich verhält und mit RaB und RaC gasförmige Verbindungen bilden kann, so wie H mit den isotopen Elementen Pb und Bi Hydride bildet, wurde He in einer Entladungsröhre, die Ra-Induktion enthält, angeregt und nach Überführung in ein anderes Gefäß auf Szintillationsfähigkeit untersucht. Daß der dabei beobachtete positive Effekt gasförmigen He-Verbindungen zuzuschreiben ist und nicht etwa RaEm oder suspendierten Induktionen, wird nachgewiesen; die Anwesenheit von Wasserstoff und Bildung von Hydriden als sehr unwahrscheinlich bezeichnet. *K. W. F. Kohlrausch.*

Martin Biltz und Hans Ziegert. Die Radioaktivität der Isotope des Kaliums. *Phys. ZS.* **29**, 197—200, 1928, Nr. 7. Wie kürzlich in diesen Ber., S. 662, referiert wurde, war es G. Hevesy gelungen, durch mehrfache Destillation das Atomgewicht von Kalium von 39,104 nach 39,109 zu verschieben, entsprechend einer Anreicherung des schwereren K-Isotops K_{41} ; das neue Präparat enthält danach 4,8% mehr von K_{41} als gewöhnliches K ($= K_{39} + K_{41}$). In der vorliegenden Mitteilung berichten die Verf. über den Aktivitätsvergleich zwischen dem neuen und dem gewöhnlichen Präparat, der mit einem Hoffmannschen Elektrometer durchgeführt wurde, und ergab, daß die β -Aktivität des von Hevesy hergestellten Kaliumchloridpräparats um $4,2 \pm 0,8\%$ größer ist als die von gewöhnlichem reinsten Kaliumchlorid. Daraus kann geschlossen werden, daß der radioaktive Bestandteil des Kaliums das Isotop K_{41} ist. *K. W. F. Kohlrausch.*

George D. Birkhoff. The hydrogen atom and the Balmer formula. *Proc. Amer. Acad.* **13**, 165—169, 1927, Nr. 3. Verf. berechnet die Energieniveaus des H-Atoms nach einer von der Schrödingerschen abweichenden Theorie (die in einer vorhergehenden Abhandlung auseinandergesetzt wurde), wobei willkürliche Hilfsannahmen gemacht werden. *A. Unsöld.*

E. U. Condon. Über den Grundzustand des Wasserstoffmoleküls nach der Wellenmechanik. *Verh. d. D. Phys. Ges.* (3) **8**, 19—21, 1927, Nr. 2. [S. 1240.]

Arthur Edward Ruark. A simple derivation of the hydrogen energy levels in wave mechanics. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **16**, 40—43, 1928, Nr. 1. [S. 1280.] *A. Unsöld.*

J. Okubo and H. Hamada. Metallic Spectra excited by Active Nitrogen. *Phil. Mag.* (7) **5**, 372—380, 1928, Nr. 28. [S. 1333.] *Herzberg.*

Paule Collet et Francis Birch. Sur les moments magnétiques de l'ion cuivrique. *C. R.* **186**, 499—501, 1928, Nr. 8. [S. 1319.] *Gumlich.*

R. W. Wood and F. W. Loomis. Optically excited Iodine Bands with Alternate Missing Lines. *Nature* **121**, 283, 1928, Nr. 3043. [S. 1289.] *Herzberg.*

Robert S. Mulliken. Electron states in diatomic molecules. *Phys. Rev.* (2) **31**, 705—706, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe der neueren Theorien von Hund und einiger Annahmen von Hund und dem Verf. lassen sich die gewöhnlichen physikalischen und chemischen Eigenschaften zweiatomiger Moleküle angeben, wenn jedem Elektron ein Quantenzustand und Ionisierungsenergien für jeden Zustand zugeteilt werden. Die unten angegebenen Zuteilungen sind wahrscheinlich im wesentlichen richtig. Die Reihenfolge, in der die Symbole gegeben sind, ist überall die zunehmender Leichtigkeit der Ionisierung. Die beiden $1s$ - und $2s$ -Elektronen stellen K -Elektronen der ionisierten Atome dar, die im wesentlichen ungeändert bleiben, von der Formelquantenzahl abgesehen. Äußere Elektronen sind meistens viel fester gebunden, als die gleiche Quantenzahl für ein Atom angeben würde, beispielsweise ist die $4s$ -Schale von N_2 (Ionisierungsenergie 17 Volt) energetisch mit der $1s$ -Schale von He vergleichbar. Zuteilungen: Normales LiF, BeO ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($2p$)⁶; normales BeF, BO, CO⁺, CN, N₂⁺ ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($2p$)⁶, ($4s$); angeregtes BO usw. ($1s$)², ($2s$)², ($2p$)⁵, ($4s$)²; normales CO, N₂, CN⁻ ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($2p$)⁶, ($4s$)²; angeregtes CO, N₂ ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($2p$)⁶, ($4s$) (x) und (oder) ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($2p$)⁵, ($4s$)² y , x und y variabel; NO und O₂⁺ ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($4s$)², ($2p$)⁶ (x) mit $x = (3p)$ für den Normalzustand; normales O₂ und F₂ ($1s$)², ($2s$)², ($3s$)², ($4s$)², ($2p$)^x, ($3p$)^y mit vielleicht $x = y = 4$ für O₂ und 5 für F₂. Ähnlich für analoge höhere Moleküle. Die Zuteilungen beruhen in der Hauptsache auf spektroskopischen und Ionisierungsspannungswerten. *Güntherschulze.*

F. R. Bichowsky and H. C. Urey. A possible explanation of the relativity doublets and anomalous Zeeman effect by means of a magnetic electron. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 80—85, 1926, Nr. 2. Verff. leiten unter der inzwischen vollkommen eingebürgerten Annahme eines rotierenden Elektrons mit dem Impulsmoment $\frac{1}{2} \cdot h/2\pi$ die Landésche Formel für die Dublett-Aufspaltung der Alkalien ab, die sich aber von dieser dadurch unterscheidet, daß bei Landé die Aufspaltung proportional mit Z_i , hier aber proportional mit Z_i^2 verläuft, dadurch wird sie aber identisch mit der Sommerfeldschen Formel der relativistischen Röntgendoublets. Röntgen- und optische Doublets können also durch die gleiche Formel

$$\Delta W = \pm \frac{4\pi^4 e^8 Z_i^2 Z_a^2}{c^2 h^4 n_a^3 k^2}$$

dargestellt werden. Verff. machen noch darauf aufmerksam, daß nach dieser Theorie des rotierenden Elektrons das Heliumspektrum ein Singulett-Triplett-System darstellen muß, was mit den bisherigen Beobachtungen in Widerspruch steht, ebenso läßt sich nach dieser Theorie bisher (1926) die Feinstruktur des Wasserstoffs nicht erklären. Verff. stellen deshalb die Theorie nur als Arbeitshypothese auf (die inzwischen allerdings gesichert erscheint). *Niecke.*

W. A. Roth. Die Modifikationen des Kohlenstoffs. ZS. f. angew. Chem. 41, 273—278, 1928, Nr. 11. Aus dem zusammenfassenden Vortrag ist folgendes von Interesse: Verbrennungswärme von weißem Diamanten $7873 \pm 2 \text{ cal}_{15}$ pro Gramm, von α -Graphit ($d = 2,26$) $7832 \pm 2 \text{ cal}_{15}$ pro Gramm, von β -Graphit ($d = 2,22$) $7856 \pm 2 \text{ cal}_{15}$ pro Gramm. Hochofen- und Achesongraphit ist der häufige β -Graphit, der α -Graphit findet sich in archaischen Gesteinen, die enorme Pressung durchgemacht haben (körniger Kalkspat oder Gneis), künstlich hat sich β - in α -Graphit noch nicht verwandeln lassen, wohl aber ist Temperkohle α -Graphit. Beim Zerfall von Zementit in α -Eisen und Graphit tritt eine starke Volumenvermehrung, also enormer Druck auf. Glanzkohle gab bis 8150 cal pro Gramm, also fast 300 cal pro Gramm mehr als β -Graphit. Diese Differenz ist kaum durch die größere Oberfläche zu erklären, denn bei der scheinbar amorphen Temperkohle ergab sich der gleiche Wert wie bei mittelgroßen Graphitkristallen. Die Dichte der energiereichsten Glanzkohle ist 1,86. Es scheint also amorpher Kohlenstoff zu geben. Obige Zahlen für die spezifische Verbrennungswärme und Dichte sind ein unterer bzw. oberer Grenzwert, da sicher etwas Graphit beigemischt war. Die (mit Energiezuwachs von etwa 30 cal/g verbundene) Aktivierbarkeit und sehr hohe von Terres und Biederbeek gemessene spezifische Wärmen sind weitere Stützen für die Existenz von amorphem Kohlenstoff. Der schwarze Diamant (Carbonado) ist ein Gemisch von weißem Diamant und von amorphem Kohlenstoff.

W. A. Roth.

W. Ipatiew und W. Nikolajew. Allotrope Modifikationen des Phosphors, erhalten bei hohen Temperaturen und Drucken. Chem. Ber. 61, 630—634, 1928, Nr. 4. Es wird über die Darstellung des farblosen Phosphors aus benzolischer Lösung bei relativ niedrigen Temperaturen und Drucken, sowie über die Möglichkeit seiner Gewinnung aus violett Rubinrotem Phosphor in 10 bis 15 mm Vakuum berichtet und einige Eigenschaften des erhaltenen kristallinen, weißen Phosphors beschrieben. Purpurner Phosphor wird aus rotem oder weißem Phosphor im Hochdruckapparat bei 260 bis 280° kristallinisch dargestellt; er zeigt die Dichte 1,93 bis 2,05 und den Entflammungspunkt 210 bis 240° . Violett Rubinroter Phosphor wird durch Erwärmen von 50 g Blei mit 6 bis 8 g gelbem Phosphor im Glasrohr auf 335° bei 165 Atm. Stickstoffdruck gewonnen. Er hat die Dichte 2,11. Nimmt man Eisenpulver statt Blei, so erhält man unter etwas geänderten Bedingungen einen rubinroten Phosphor fast ohne violetten Stich von der Dichte 2,10. Schwarzer Phosphor wurde nach einer verbesserten Methode erhalten: man erhitzt danach gelben oder roten Phosphor 4 bis 5 Tage unter 150 bis 250 Atm. Stickstoffdruck auf 350° . Die Dichte des so erhaltenen schwarzen Phosphors wurde zu 2,61 bis 2,70 und die Entflammungstemperatur zu 481 bis 490° bestimmt.

St. Handel.

Jared Kirtland Morse. The molecular structures of methane. Phys. Rev. (2) 31, 706, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die gleichen Annahmen, die sich bei der Bestimmung der Molekular- und Gitterstruktur des Äthans so nützlich erwiesen (Proc. Nat. Acad. Amer. Jan. 1928), wurden zur Konstruktion von Molekülmodellen von Methan benutzt. Die daraus berechneten Trägheitsmomente wurden mit denen verglichen, die Cooley aus der Analyse der ultraroten Absorptionsbanden erhielt. Diese Trägheitsmomente stimmen mit den Versuchsergebnissen innerhalb der Versuchsfehlergrenzen überein. Zwei Molekültypen werden unterschieden, von denen die eine eine Einelektronenbindung zwischen den Kohlenstoff- und Wasserstoffkernen hat, während bei der anderen zwei Elektronen die Bindung bilden. Bei jeder dieser Typen sind acht Wasser-

stofflagen möglich, da nur vier Wasserstoffkerne im Molekül verfügbar sind. Eine bestimmte Anzahl „dynamischer Isomere“ kann gebildet werden, die durch die Zahl der Art und Weisen bestimmt ist, in der die vier Kerne zwischen die acht Lagen verteilt sind. Die bei $7,7 \mu$ beobachtete Bande rührt von einem symmetrischen tetraedrischen Methanmolekül her, das eine Einelektronenbindung zwischen den Wasserstoff- und Kohlenstoffkernen hat. Die Bande bei $3,31 \mu$ stammt von einem symmetrischen Molekül mit einer Zweielektronenbindung zwischen ihnen. Die schwache Bande bei $3,5 \mu$ geht auf ein unsymmetrisches dynamisches Isomer des Methans mit einer Zweielektronenbindung zurück.

Güntherschulze.

L. Vegard und Hjalmar Dale. Untersuchungen über Mischkristalle und Legierungen. ZS. f. Krist. **67**, 148—162, 1928, Nr. 1. Es wurde auf röntgenographischem Wege die Änderung der Gitterdimensionen der Mischkristalle $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ — $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, Cu—Co, Cu—Ni, Au—Cu mit der Zusammensetzung untersucht. $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$ und $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ bilden eine lückenlose Mischkristallreihe. Die Änderung der Gitterdimensionen derselben mit der Zusammensetzung gehorcht innerhalb der Fehlergrenzen der Gitterdimensionsbestimmung streng dem Additivitätsgesetz

$\Delta l = \frac{p}{100} \cdot \Delta l_0$, wobei Δl die Änderung der Gitterdimension, p die

Molprocente der reinen Komponenten darstellen. Co und Ni sind unbegrenzt miteinander mischbar. Die Gitterdimensionen der Mischkristalle lassen sich mit Hilfe des Additivitätsgesetzes berechnen. Dagegen vermögen Cu nur bis 11 % Co und Co nur bis 8 % Cu in ihren Gittern aufzunehmen. Die kubische Form des Kobalts wird durch geringe fremde Beimengungen stabilisiert. Für die Dimensionen des Systems Au—Cu wurden geringe Abweichungen von der Additivität festgestellt, deren Größe und Richtung mit den von Kirschner und Lange gefundenen übereinstimmen. Sie werden als ein Effekt der Teilchengröße gedeutet. Die von Bain (Chem. Met. Eng. **28**, 21, 1923) beobachteten viel größeren Abweichungen beruhen wahrscheinlich auf der Bildung von Metallverbindungen, wie AuCu und AuCu_3 .

G. Karagunis.

V. M. Goldschmidt. Über das Wöhlersche Cyanstickstofftitan. S.-A. Göttinger Nachr. 1927, S. 390—393. Das Wöhlersche Cyanstickstofftitan kann gemäß seiner Formel $\text{Ti}_{10}\text{C}_2\text{N}_8$ als ein Gemisch von 20 Mol-% TiC und 80 Mol-% TiN aufgefaßt werden. Dafür spricht seine große Härte. Die Röntgenuntersuchung einer Probe von Cyanstickstofftitan aus Wöhlers Sammlung (Göttinger Mineralogisches Institut) nach Debye-Scherrer zeigte, daß dasselbe im Steinsalzgitter mit der Kantenlänge $a = 4,243 \pm 0,002 \text{ \AA}$ kristallisiert. Die Werte für Dichte, Gitterkonstante und Härte des untersuchten Cyanstickstofftitans liegen zwischen den des TiC und TiN und stimmen gut mit den für einen Mischkristall aus 80 Mol-% TiN und 20 Mol-% TiC berechneten überein. *G. Karagunis.*

Kurt Schroeter. Über die Umwandlung des Austenits in Martensit durch flüssige Luft. ZS. f. anorg. Chem. **169**, 157—160, 1928, Nr. 1/3. [S. 1317.]

Gumlich.

F. Stäblein. Prüfung und Eigenschaften von Stählen mit physikalischen Besonderheiten. ZS. f. techn. Phys. **9**, 145—147, 1928, Nr. 4. [S. 1316.]

Berndt.

Hans Bohner. Zugfestigkeits- und Leitfähigkeitsänderung hartgezogener Drähte aus Kupfer, Bronze, Aluminium, Aludur und Aldrey unter dem Einfluß kurzzeitiger Erwärmungen. ZS. f. Metallkde. **20**, 132—141, 1928, Nr. 4. Nach einer Übersicht über die Literatur wird über

eigene Versuche an 1 mm dicken Drähten aus Cu, Bronze, Rein-Al, Aludur und Aldrey berichtet. Dabei erfolgte die Erhitzung durch einen Stromstoß oder im Salpeterbad; die Temperatur wurde bei ersteren aus der gemessenen Verlängerung berechnet. Für Werkstoffe mit mindestens 99 % Warm- und Kaltreckung, bei denen die Zusätze völlig als Mischkristalle aufgenommen sind, genügen bei entsprechend hohen Temperaturen Bruchteile einer Sekunde, um vollkommene Rekristallisation und damit größtmögliche Leitfähigkeit sowie geringstmögliche Festigkeit zu erzielen. Bei niedrigen Ausglühtemperaturen sind, der geringeren Diffusionsgeschwindigkeit wegen, längere Zeiten nötig. Hier übt auch die Orientierung der Kristallite und die Form, in der die Verunreinigungen vorliegen, einen Einfluß aus. Auch bei den Legierungen, bei denen zur Erreichung großer Festigkeit hohe Vergütungstemperaturen nötig sind, genügen gleichfalls Bruchteile der Sekunde.

Berndt.

David Starkie and W. E. S. Turner. The Ultraviolet Light Transmission of Some Colourless Bottle Glasses. *Journ. Soc. Glass Techn.* **12**, 27—31, 1928, Nr. 45. Kurven der Durchlässigkeit in Verbindung mit Tabellen der Zusammensetzung verschiedener Gläser.

Güntherschulze.

R. Rieke. Kristallbildungen in keramischen Massen und Glasuren. *Ber. D. Ker. Ges.* **9**, 156—168, 1928, Nr. 3. In keramischen Massen zeigen sich beim Brennen Kristallbildungen, die zum Teil erwünscht, zum Teil unerwünscht sind, und auf deren Einfluß für die Güte der Erzeugnisse Verf. näher eingeht. So zeigen sich bei kaolin- und tonerereichen Massen in der Hauptsache Mullit ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$), daneben auch Cristobalit. Durch die Einwirkung von Asche, Schlacken, Metalloxyden und dergleichen bei hohen Temperaturen ergeben sich weitere Kristallneubildungen, z. B. Zinkspinell bei Zinkmuffeln. Bei Silikaerzeugnissen bildet sich leicht aus dem in der rohen Masse enthaltenen Quarz Cristobalit oder Tridymit, die die Güte der Erzeugnisse sehr wesentlich beeinflussen. Bei Magnesitsteinen zeigen sich Kristalle, welche dem Periklas entsprechen, und wahrscheinlich auch Magnesioferite. Bei Ofenausfütterungen, die aus gebranntem Dolomit hergestellt werden, können sich Kristalle von Calcium- und Magnesiummetasilikaten bilden, außerdem finden sich hier CaO- und MgO-Kristalle. Steatiterzeugnisse, die ebenfalls viel Magnesia und relativ viel Kieselsäure enthalten, zeigen Kristalle von Magnesiumsilikaten: Enstatit bzw. Klinoenstatit. — Auch bei den Glasuren sind teils erwünschte, teils unerwünschte Kristallbildungen zu beobachten. Zu den ersteren gehören die Kristall- und Mattglasuren und in gewisser Beziehung auch viele undurchsichtige, deckende Glasuren, während in normalen Glasuren keine Kristalle auftreten sollen. — Bezüglich der Herstellung der Glasuren und der Entstehungsbedingungen für die Kristalle muß auf die Originalarbeit verwiesen werden.

W. M. Cohn.

J. Reid Moir. The Microscopical Examination of Flint Surfaces. *Nature* **119**, 560—561, 1927, Nr. 2998. Verf. untersucht die Oberflächenbeschaffenheiten von Feuersteinbruchflächen, deren Hervorbringung durch a) Schläge mit einem Hammerstein, b) nicht gerichteten Schlag, c) nicht gerichteten Druck und d) Hitze bewerkstelligt wurde, um die von prähistorischen Menschen zugerichteten Feuersteine von natürlich zerbrochenen sicher zu unterscheiden. *Flügge.*

W. R. Whitney. Surface Structure of Fractured Flints. *Nature* **120**, 14, 1927, Nr. 3009. Betrachtungen zu den Versuchen, aus den verwitterten oberflächlichen Schichten an behauenen Feuersteinen aus prähistorischen Funden auf das Alter der zugerichteten Steine zu schließen.

Flügge.

5. Elektrizität und Magnetismus.

Arthur H. Compton. Some experimental difficulties with the electromagnetic theory of radiation. Journ. Frankl. Inst. **205**, 155—178, 1928, Nr. 2. [S. 1329.] *A. Unsöld.*

Wilhelm Jaeger. Elektrische Meßtechnik. Theorie und Praxis der elektrischen und magnetischen Messungen. 3. Aufl. Mit 556 Abbildungen im Text und 1 Fluchttafel. XXIV u. 553 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1928. Bei der Umarbeitung der dritten Auflage sind alle Neuerungen und notwendigen Ergänzungen berücksichtigt worden, so daß der Umfang des Buches etwas erweitert werden mußte. — Inhalt: Theoretische Grundlagen. Einheiten und Normale. Elektrische Meßinstrumente. Hilfsapparate und -vorrichtungen für Gleich- und Wechselstrom. Meßmethoden für Gleichstrom. Meßmethoden für Wechselstrom. Magnetische Messungen. Elektrische Temperatur- und Strahlungsmessungen. Anhang (Zusammenstellung der absoluten Maße; Tabellen und Konstanten). *Scheel.*

Manfred von Ardenne. Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz. Elektrot. ZS. **49**, 565—567, 1928, Nr. 15. Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz wird beschrieben und untersucht, das eine Kapazität von nur 7,4 cm besitzt und ohne Anwendung einer Anodenstromkompensation noch Scheitelspannungen bis zu 0,03 Volt und mit Anodenstromkompensation noch Scheitelspannungen bis zu 0,003 Volt zu messen gestattet. Die Gleichrichtung erfolgt durch eine Röhre mit kleinem Durchgriff, deren Anodenwiderstand aus einem Widerstand von einigen Millionen Ohm und einem parallel liegenden Kondensator besteht, der den Ohmschen Anodenwiderstand für die Frequenz der zu messenden Wechselspannung überbrückt. Mit dem beschriebenen Röhrenvoltmeter wurde eine Reihe Hochfrequenzmessungen durchgeführt, über die in einer späteren Arbeit berichtet werden soll. *Geyger.*

Wilhelm Geyger. Neue hochempfindliche eisenlose elektrodynamische Präzisionsleistungsmesser der Hartmann & Braun A.-G. Helios **34**, 491—494, 1928, Nr. 12. Es wird auf die vom Verf. bei Hartmann & Braun ausgebildeten, in einer früheren Arbeit (W. Geyger, Arch. f. Elektrot. **19**, 132—145, 1927, Nr. 2) ausführlich behandelten eisenlosen elektrodynamischen Präzisionsleistungsmesser (Type „EAW“) hingewiesen, welche ein hochempfindliches, astatisch aufgebautes Meßwerk (Bandaufhängung des beweglichen Systems) besitzen und bei zweckmäßigem mechanischen Aufbau (Konstruktion des Meßwerkgestells aus Widerstandsmetall) einen verschwindend kleinen Eigenphasenfehler haben. Die Instrumente sind daher für Eisenverlustmessungen und Kabeluntersuchungen besonders geeignet. Am Schluß der Arbeit wird auf eine bei der Ausbildung der beschriebenen Instrumente benutzte Kompensationsmethode hingewiesen, welche den Wirbelstromphasenfehler unter verschiedenen Versuchsbedingungen direkt zu messen gestattet. Es ergab sich, daß der Wirbelstromphasenfehler nach dieser Methode bei 50 Per./sec auf 0,1 Winkelminute genau gemessen werden kann. *Geyger.*

E. Kühnel. Thermowattmeter für geringen Leistungsfaktor und für Hochfrequenz. ZS. f. Instrkde. **48**, 127—130, 1928, Nr. 3. Es wird ein von Brückmann angegebenes, auf thermischem Prinzip beruhendes Wattmeter beschrieben, dessen Wirkungsweise auf der Gleichung $4 \cdot e \cdot i = (e + i)^2 - (e - i)^2$

aufgebaut ist. Es wird hier statt des Produktes die Differenz zweier Summen gemessen, ein Prinzip, das zuerst von R. Bauch (vgl. Elektrot. ZS. 1903, S. 350) angewandt wurde. Das in vorliegender Arbeit beschriebene Instrument unterscheidet sich von dem Bauchschen Apparat grundsätzlich dadurch, daß es kein Heizdrahtsystem besitzt, sondern es werden durch zwei Heizdrähte je eine Serie von 50 Thermoelementen geheizt. Die Schaltung ist so gewählt, daß der eine Heizdraht vom Strome $e + i$ durchflossen wird, während im anderen der Strom $e - i$ fließt. Beide Elementserien sind über ein Drehspulmillivoltmeter gegeneinander geschaltet, so daß der Ausschlag dieses Instruments wieder dem Gesetz $(e + i)^2 - (e - i)^2$ folgt. Das Millivoltmeter hat eine Empfindlichkeit von 3 Millivolt für den vollen Skalenausschlag bei einem Widerstand von 10 Ohm; es kann leicht mit Gleichstrom kontrolliert werden. Um das Ablesen zu erleichtern, sind auf der Skale zwei Teilungen angebracht. Eine gleichmäßige in 150 Teilen für die Gleichstromkontrolle und eine quadratische für die Messung mit dem Thermosystem. Die Empfindlichkeit dieses Thermoinstruments ist sehr hoch. Der Spannungsabfall am Strompfad beträgt bei 1,5 Amp. etwa 1 Volt, es kann aber schon ein Meßbereich bis 0,3 oder 0,45 Amp. eingebaut werden. Die Erweiterung des Meßbereichs nach oben ist durch ansteckbare Shunts möglich; es werden Shunts zu 6, 15 und 30 Amp. geliefert. Der Stromverbrauch im Spannungspfad beträgt etwa 60 Milliamp. Die Widerstände sind für Spannungen bis 300 Volt fest eingebaut und für 30 und 150 Volt unterteilt. Auch andere Unterteilungen können vorgenommen werden (kleinster Meßbereich bis 3 Volt). Durch einen getrennten Vorwiderstand kann der Meßbereich auf 600 Volt erweitert werden. Die Heizdrähte werden nur gering beansprucht. Es entspricht z. B. dem Strome von 60 Milliamp. eine Erwärmung von etwa 10° C. Hierdurch ist Unveränderlichkeit der Angaben auf die Dauer gewährleistet, selbst wenn die Heizdrähte mehrfach überlastet werden, wie es bei großer Phasenverschiebung vorkommen kann. Handelt es sich bei den Messungen um sehr kleine Leistungsfaktoren (Größenordnung 0,01 und darunter), so benutzt man zweckmäßig an Stelle des Millivoltmeters ein Spiegelgalvanometer (Empfindlichkeit etwa 1 Mikrovolt/mm bei 1 m Skalenabstand). Das beschriebene Prinzip läßt sich nicht nur für wattmetrische Messungen, sondern auch für Strom- und Spannungsmessungen anwenden. Eine für derartige Messungen geeignete Meßeinrichtung wird kurz behandelt. Der Kasten, in dem die Thermosysteme untergebracht sind, enthält einen Umschalter mit drei Stellungen, durch welchen man das Instrument als Strom-, Spannungs- oder Leistungsmesser umschalten kann, ohne daß es notwendig ist, äußere Verbindungen zu lösen oder zu vertauschen. Außer zu Leistungsmessungen bei niedrigem Leistungsfaktor finden die Instrumente ein weites Anwendungsgebiet in der Hochfrequenztechnik. Nach Untersuchungen der Universität Utrecht zeigen derartige Instrumente für Wechselströme bis 10000 Per./sec noch völlig übereinstimmende Werte mit der Gleichstromeichung. Die beschriebenen Instrumente werden von der Firma D. Bercovitz, Berlin-Schöneberg, geliefert.

Geyger.

K. Berger. Über die Weiterentwicklung des Kathodenstrahloszillographen von Dufour zur Ermöglichung der Aufnahme von Gewittererscheinungen sowie anderer Vorgänge kürzester Dauer. Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. 19, 292—301, 1928, Nr. 9. Verf. beschreibt die Entwicklung eines Kathodenstrahloszillographen für Gewitteraufnahmen auf dem Dufourschen Apparat, bespricht die Aufnahmetechnik und erwähnt die Schwierigkeiten, die sich infolge der Forderung der ständigen Bereitschaft des Oszillographen ergaben, sowie die Mittel und Wege zur Erreichung des ge-

steckten Zieles. Zuletzt wird eine neue rasch wirkende Strahlabsperrovorrichtung beschrieben, die in Verbindung mit einem Elektronenröhrenrelais den Oszillographen zur Aufnahme von Gewittervorgängen in elektrischen Anlagen befähigt.

Geyger.

Heinrich Sequenz. Erweiterung der Meßschrittformeln auf unsymmetrische Wellenwicklungen. (Zur Messung des Widerstandes von Gleichstromankerwicklungen.) *Elektrot.* ZS. 49, 750—753, 1928, Nr. 20. Die zur Messung der Widerstände von Gleichstromankerwicklungen verwendeten Meßschrittformeln, die zum erstenmal von A. Wettler (vgl. *Elektrot.* ZS. 1902, S. 8) abgeleitet wurden, gelten nur für symmetrische Wicklungen. In der vorliegenden Arbeit versucht der Verf., Meßschrittformeln auch für unsymmetrische Wellenwicklungen (Wicklungen mit blinden Spulen und künstlich geschlossene Wellenwicklungen) aufzustellen.

Geyger.

G. Hauffe. Über die Leistungsfaktorbestimmung in ungleichmäßig belasteten, symmetrischen Dreileiter-Drehstromsystemen. *Elektrot.* ZS. 49, 755—756, 1928, Nr. 20. Verf. zeigt, wie man in symmetrischen, ungleichmäßig belasteten Drehstromsystemen ohne Nulleiter mit Hilfe der beiden nach Behn-Eschenburg und Aron geschalteten Wirkleistungsmesser den Leistungsfaktor bestimmen kann, indem man eine einfache Umschaltung der Spannungskreise vornimmt. Sonderfälle und die Bedeutung des Verfahrens für Drehstromzählereinschaltungen werden besprochen.

Geyger.

M. Latour. Microphone électrocapillaire. C. R. 186, 223—224, 1928, Nr. 4. Verf. beschreibt ein Elektrokapillarmikrophon, bei dem ein konisch nach oben erweitertes Röhrchen in ein mit Quecksilber gefülltes Gefäß taucht, das eine Elektrode c' trägt. In das Röhrchen, das mit einem Elektrolyt gefüllt ist, ragt die zweite Elektrode c hinein. Zwischen c und c' entsteht beim Sprechen eine kapillarelektische Wechsel-EMK.

R. Jaeger.

S. L. Gokhale. Saturation Permeameter. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 47, 196—200, 1928, Nr. 3. Der vom Verf. beschriebene, zur Messung des Sättigungswertes dienende Apparat ist ein einfaches Joch mit starker Feldwicklung, welche ohne besondere Erwärmung Feldstärken von 3000 bis 4000 Gauß zu erzeugen gestattet. Zur Kompensation der Wirkung der in der Sekundärspule verlaufenden Feldlinien auf das ballistische Galvanometer ist die Sekundärspule einer regulierbaren gegenseitigen Induktion gegen die Sekundärspule des Permeameters geschaltet, während die Primärspule derselben von dem Magnetisierungsstrom des Permeameters durchflossen wird. Durch Versuche wird die Kompensationspule so lange reguliert, bis die von dem Eisen allein herrührenden Ausschläge trotz Änderung des Feldes konstant werden; die Ausschläge entsprechen dann dem Sättigungswert $4\pi J_{\infty}$. Da das Feld in der Umgebung des Probestabes infolge der Streulinien je nach der Höhe der Magnetisierung mehr oder weniger stark verzerrt ist (vgl. Gumlich, Arch. f. Elektrot. 2, 466, 1914), so läßt sich genau genommen eine derartige Kompensation durch ein unverzerrtes Luftfeld nicht für alle Feldstärken befriedigend durchführen; der Verf. hält aber auf Grund von Vergleichen mit anderen Methoden seinen Apparat wenigstens innerhalb der Feldstärken $\mathfrak{H} = 200$ bis $\mathfrak{H} = 3000$ Gauß für vollkommen einwandfrei und die anderen Apparate zur Bestimmung der Sättigung, wie der Solenoidmethode von Peirce, des Isthmuspermeameters vom Bureau of Standards sowie der Joch-Isthmusmethode des Ref. sowohl nach Schnelligkeit als auch nach Genauigkeit der Messungen für überlegen. Es ist jedoch dabei zu bemerken, daß

die mit der Joch-Isthmusmethode gewonnene Kurve, welche der Verf. als Beweis für seine Behauptung zum Vergleich heranzieht, insofern nicht maßgebend ist, als sich diese auf ein Blechbündel bezieht, dessen Messung, wie der Ref. seinerzeit ausdrücklich betont hat, mit erheblich größerer Unsicherheit verknüpft ist, als diejenige eines zylindrischen Probestabes. *Gumlich.*

André Blondel. Sur l'adaptation des oscillographes bifilaires à l'étude des lampes triodes. C. R. 186, 1034—1036, 1928, Nr. 16. Zur Registrierung von Wechselströmen in der Größenordnung eines Mikroampere hat man in letzter Zeit Ozillographensysteme nach Art des Telefons verwendet. Von Nachteil sind jedoch die hohen Selbstinduktionen der Wicklungen, sowie die Abhängigkeit der Wirbelstromdämpfung von der Frequenz. Verf. empfiehlt daher die Verwendung der an sich unempfindlicheren, jedoch ziemlich selbstinduktionsfreien bifilaren Systeme. Untersucht man den Anodenwechselstrom einer Verstärkerröhre, dann ist ein Stromwandler mit dem Übersetzungsverhältnis 1:10 bis 1:20 angebracht. Weiter wird angegeben, daß durch Verringerung des Luftspaltes ($\frac{1}{2}$ mm) und Verwendung eines sehr kleinen Spiegels ($0,4 \times 0,4$ mm), sowie durch Verkürzung der Schleife das bifilare System bezüglich Frequenz und Empfindlichkeit verbessert werden konnte. Zahlenangaben über das Erreichte fehlen leider. *O. Werner.*

F. Gabriel. Ein Röhrengenerator für Tonfrequenzen zum Laboratoriumsgebrauch. Elektr. Nachr.-Techn. 4, 338—342, 1927, Nr. 8. Beschreibung eines Generators mit möglichst sinusförmiger Kurvenform für einen ununterbrochenen Frequenzbereich von 20 bis 20000 Hertz. Die Generatorröhre arbeitet in Dynatronschaltung als negativer Widerstand auf einen Schwingungskreis aus Luftspule und Stufenkondensatoren. Vor den Abnahmeklemmen liegt noch ein Dreifach-Widerstandsverstärker. Die Ausgangsleistung ist mittels Spannungsteilers einstellbar. *Bareiss.*

Fritz Gabriel. Apparate für Verstärkungsmessungen an Mehrfachröhren oder anderen in Kaskade geschalteten Röhrenanordnungen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 30, 95—100, 123—126, 1927, Nr. 3 u. 4. Bei der Herstellung von Verstärkeranordnungen mit mehreren Röhrenkaskaden, besonders bei Mehrfachröhren mit eingebauten Kopplungsgliedern, ergibt sich die Notwendigkeit einer Verstärkungsmessung, und zwar sowohl bei Hoch- bzw. Niederfrequenz, als auch bei modulierter Hochfrequenz im Falle einer Detektorwirkung der Anordnung. Die meßtechnischen Grundlagen einer hierzu erforderlichen Meßanordnung werden eingehend erörtert. Die ausführlich beschriebene Einrichtung zerfällt in zwei Teile: Ein Eingangsgerät enthält induktionsfreie Widerstände, durch die ein mit Thermokreuz gemessener Wechselstrom der gewünschten Frequenz geschickt wird, und an denen die Eingangsspannung für die Verstärkeranordnung abgegriffen wird. Das Ausgangsgerät enthält eine Stromverzweigung zur getrennten Messung der Wechselströme. *Bareiss.*

James Taylor. An application of the diode to the measurement of A. C. voltages. Journ. scient. instr. 3, 113—116, 1926, Nr. 4. *Scheibe.*

August Hund. Generator for audio currents of adjustable frequency with piezo-electric stabilization. Scient. Pap. Bureau of Stand. 22, 631—637, 1928, Nr. 569. Der Verf. beschreibt einen Generator für Wechselströme hörbarer Frequenzen. Der Generator besteht aus zwei Sendern für Hochfrequenz,

deren Ströme in einer Verstärkereinrichtung überlagert werden und so die Tonfrequenz erzeugen. Einer von diesen beiden Sendern wird durch einen Piezoquarz in Selbsterregerschaltung auf konstanter Frequenz von 64000 Hertz gehalten. Der andere Sender kann mittels eines Kondensators um den Betrag der gewünschten Tonfrequenz gegen diesen Sender verstimmt werden. Vorsorge ist getroffen, daß kein Synchronismus bei Mitnahme des einen Senders durch den anderen möglich ist. Durch passende Kopplung der Senderspulen miteinander und durch Einschaltung von Frequenzfiltern wird für möglichst sinusförmigen Strom gesorgt.

A. Scheibe.

L. F. Curtiss. Improved form of gas type x-ray tube. Journ. Opt. Soc. Amer. 16, 68—70, 1928, Nr. 1. An Hand einer Konstruktionsskizze wird eine Gasröntgenröhre beschrieben, bei der Glas und Metallteile mit Khotinskyzement zusammengekittet sind. Die Antikathode besitzt eine Wasserkühlung. Bei 20000 Volt arbeitet die Röhre mit 0,5 bis $1,5 \cdot 10^{-2}$ mm gut, am besten bei $0,9 \cdot 10^{-2}$ mm.

R. Jaeger.

Philip H. Dowling. The contact potential between the solid and liquid phases of bismuth. Phys. Rev. (2) 31, 244—250, 1928, Nr. 2. Um mit möglichst gasfreiem Metall zu arbeiten, wurde das Wismut in ein hochevakuiertes Gefäß destilliert. Zur Bestimmung des Kontaktpotentials wurde die Kelvinsche Methode benutzt. Als Bezugssubstanz diente eine Kupferplatte, deren absolutes Potential durch Schutz gegen Temperaturschwankungen konstant gehalten wurde. Die Ergebnisse waren merklich frei von störenden Faktoren, die durch Restgase verursacht werden. Es wurde gefunden, daß festes Wismut etwa $-0,020$ Volt gegen das geschmolzene Metall hat. Kleine Änderungen waren vermutlich durch Änderung des kristallinen Zustandes der festen Phase verursacht. Durch die vorliegenden Untersuchungen war es, wahrscheinlich infolge von ungenügender Vollkommenheit der Apparatur, noch nicht möglich, die Gleichung $dV/dt = dE/dt$ zu verifizieren, welche die Äquivalenz der Abhängigkeit der thermoelektrischen Spannung und des Kontaktpotentials von der Temperatur darstellt. Im Anschluß an Bridgman kann thermodynamisch gezeigt werden, daß, wenn pro Quadratzentimeter Oberfläche Wismut bei konstantem Volumen, Druck und Kapazität 1 Coulomb mitgeteilt wird, der Schmelzpunkt des Metalls um $(1/v) \cdot 0,020^\circ \text{C}$ ansteigt, wo v das Volumen pro Einheit der Oberfläche des festen Wismuts bei seinem Schmelzpunkt ist.

R. Jaeger.

E. Perucca. A New Case of Triboelectricity. Proc. Phys.-Math. Soc. Jap. (3) 7, 112—118, 1925. Vgl. U. Doy [Proc. Phys.-Math. Soc. Jap (3) 4, 1922], dessen Beobachtungen Verf. auf Triboelektrizität und Stromungstrom (Elster) zurückführt. Die Experimente wurden ausgeführt mit Kupfer, Silber, Gold, Zinn, Nickel und Aluminiumproben, die in warmem Zustand in Öl, Vaseline, Chloroform und Benzoläther eingetaucht wurden.

R. Jaeger.

E. T. Copson. On Electrostatics in a Gravitational Field. Proc. Roy. Soc. London (A) 118, 184—194, 1928, Nr. 779. E. T. Whittaker [Proc. Roy. Soc. London (A) 116, 720, 1927] hat den Einfluß der Gravitation auf elektromagnetische Erscheinungen für zwei Fälle behandelt: 1. wenn das Gravitationsfeld von einer einzelnen Masse herrührt, 2. wenn das Feld in der Umgebung des Ursprungs gleichförmig ist („quasi-uniform field“). In der vorliegenden Arbeit soll das Potential eines Elektrons für den ersten Fall durch einen algebraischen Ausdruck

dargestellt werden. Statt der von Whittaker benutzten Methode wird zu diesem Zwecke die von Hadamard herrührende Theorie der „Elementarlösungen partieller Differentialgleichungen“ herangezogen. *A. Unsöld.*

Jean Spielrein. Über Feldlinien mit konstantem Betrag der Feldstärke. *ZS. f. techn. Phys.* 9, 75—76, 1928, Nr. 2. Verf. zeigt, daß die Aufgabe, solche Felder zu bestimmen, deren Feldlinien zugleich auch Linien konstanten Feldbetrages sind (vgl. G. Hauffe, *ZS. f. techn. Phys.* 9, 362, 1927), unter Benutzung vektorieller Formeln sehr einfach und vollständig gelöst werden kann. Das Ergebnis wird folgendermaßen zusammengefaßt: „1. Wenn die Feldlinien mit den Isodynamen zusammenfallen und der Feldvektor quellenfrei ist, so müssen die Orthogonalflächen der Feldlinien Minimalflächen sein. Ein solches meridianebenes Feld ist unmöglich; ein paralleleebenes Feld muß aus parallelen Feldlinien bestehen. 2. Wenn der Feldvektor außerdem wirbelfrei ist, so besteht das einzige mögliche ebene Feld aus konzentrischen Kreisen, die im Grenzfalle zu parallelen Geraden werden (homogenes Feld).“ *R. Jaeger.*

A. Lafay. Sur la force électromotrice de frottement des métaux. *C. R.* 186, 133—134, 1928, Nr. 3. Unter Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln hat Verf. nachgewiesen, daß die EMK, die durch Reibung an metallischen Körpern entsteht, 1. proportional der relativen Geschwindigkeit beider Körper und 2. unabhängig vom Kontaktdruck ist. Die thermoelektrischen Spannungen sind dabei berücksichtigt. War die Reibungsgeschwindigkeit zwischen 0 und 8 m/sec, so betrug die EMK bei Silber auf poliertem Stahl $8 \cdot 10^{-3}$ Volt, bei Kupfer $0,16 \cdot 10^{-3}$ Volt. *R. Jaeger.*

K. T. Compton. Dielectric constant and molecular structure. *Science* (N. S.) 63, 53—58, 1926, Nr. 1620. Zunächst werden kurz folgende fünf Methoden zur Untersuchung der Molekularstruktur gestreift: 1. Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der spezifischen Wärmen und der Zahl der Freiheitsgrade der molekularen Wärmebewegung; 2. Röntgenstrahluntersuchung; 3. Zusammenhang zwischen molekularen Bandenspektren und dem Trägheitsmoment der Molekel; 4. molekulare Assoziation, Dissoziation, Ionisation und Absorption und deren Beziehung zu polaren und nichtpolaren Molekeln; 5. Einfluß eines elektrischen Feldes auf die dielektrischen Eigenschaften. Die Theorie von Clausius-Mossotti und Debye wird sodann in ihrer Anwendung auf Gase näher erläutert, ihre für Flüssigkeiten notwendigen Erweiterungen (Gans u. a.) werden erwähnt. Das eigentliche Thema wird an Hand des Lewis-Langmuir-Modells für $\text{H}-\text{O}-\text{H}$ und HCl in Angriff genommen. „Die Betrachtung der Dielektrizitätskonstanten kann wohl zur Prüfung molekularer Modelle benutzt werden, aber will ausdrücklich keine Modelle aufstellen.“ Auf dem erwähnten Gebiet steht in Verbindung mit elektrischer Doppelbrechung der Abhängigkeit der DK von der Feldstärke, von Druck, Temperatur usw. ein reiches Arbeitsfeld offen. *R. Jaeger.*

Rudolf Heinrich Wilhelm Römer. Die Polarität von Molekülen und ihr optischer Nachweis. S.-A. Dissertation Greifswald 1926, 42 S. Der einleitende Teil ist der Darstellung der Methoden zum Nachweis von Molekülverbindungen, zum Nachweis der Polarität und Messung ihrer Stärke und den Beziehungen zwischen Dielektrizitätskonstante, Molekularpolarisation, Atompolarisation, Elektronenpolarisation und Bandenverschiebung gewidmet. Die Messungen der Bandenverschiebung bei Aceton, Pinakolin und Hexamethylacetone sind in Tabellen

wiedergegeben. Das Verhalten wird in theoretischer Hinsicht kritisiert. Die Untersuchungen über das Verhalten der Banden des Nitratchromophors gegenüber Salzlösungen führten zu folgenden Ergebnissen: „1. Der Nitratkomplex besitzt (für eine 0,29 mol. Lösung von Kaliumnitrat in Wasser) ein Absorptionsband bei $302\text{ m}\mu$ sowie einen im äußersten Ultraviolett ansteigenden Ast, dessen Maximum nicht erhalten werden konnte. Das Band erleidet durch Kationen eine Ultraviolettverschiebung gegen Wasser in der Reihenfolge Mg^{++} , Sr^{++} bzw. Ca^{++} ; der ansteigende Ast wird durch Kationen nicht beeinflusst, dagegen wird er durch Bromion nach Rot verschoben. 2. Die Absorptionsbande ist dem negativen Sauerstoff, der äußerste ansteigende Ast dem positiven Stickstoff zuzuordnen.“ Allgemein werden bei anorganischen und organischen Verbindungen positive Banden unter der deformierenden Einwirkung von Ionen und Dipolen nach Rot verschoben, negative nach Ultraviolett. Als Beispiel werden die Verschiebungen von Jodion durch Calciumchlorid herangezogen. Die Überlegungen bieten Unterlagen für die Aufstellung von Elektronenformeln.

R. Jaeger.

Otto Werner. Über die Dielektrizitätskonstanten von Elektrolytlösungen. Dissertation Rostock 1925, 87 S. Der Inhalt der vorliegenden preisgekrönten Dissertation findet sich in den Arbeiten, die mit P. Walden und H. Ulich zusammen über das gleiche Thema in der ZS. f. phys. Chem. **115**, 177—202; **116**, 261—290, 1925 veröffentlicht wurden. Vgl. diese Ber. **7**, 244—245, 1926.

R. Jaeger.

H. E. Watson. The Dielectric Constants of Ammonia, Phosphine and Arsine. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 43—62, 1927, Nr. 776. Zur Ergänzung der Arbeiten von M. Jona, Bädcker und K. Wolf befaßt sich die vorliegende Untersuchung mit NH_3 , PH_3 und AsH_3 unter Anwendung der Überlagerungsmethode. Da Verf. auf die Absolutwerte der Dielektrizitätskonstanten (DK) Wert legte, wurde die Apparatur mit Luft, Kohlendioxyd und Benzol geeicht. Die Messung wurde bei drei Temperaturen und drei Frequenzen, etwa 300, 1100 und 1800 kHz durchgeführt. Als mittlere DK bei 1 Atm. Druck wurden folgende Werte gefunden:

Gas	t ° C	$(\epsilon - 1) \cdot 10^5$ beobachtet	$(\epsilon - 1) \cdot 10^5$ (vollkommenes Gas)	$(\epsilon - 1) \cdot 10^5$ (vollkommenes Gas bei 0° und 1 Atm.)	$\mu \cdot 10^{18}$
NH_3	— 47	1099	1061	879	1,51
	16	659	654	692	1,46
	100	406	404,5	552,5	
PH_3	— 47	337,3	330,8	273,8	0,54
	16	238,1	236,6	250,4	0,56
	100	168,7	168,5	230,2	
AsH_3	— 47	251,0	245,0	202,8	0,13
	16	191,6	190,2	201,4	0,18
	100	146,0	146	199	

Die vierte Kolumne ist durch Multiplikation mit $1 - B/RT$ entstanden, die fünfte gibt die Werte für 0° und 1 Atm. Die Zahlen für NH_3 sind merklich höher als die von Jona, dagegen ist das nach Debye berechnete elektrische Moment gleich. NH_3 und PH_3 folgen angenähert Debyes Gleichung, doch scheint NH_3

bei der tiefsten gemessenen Temperatur eine Abweichung zu zeigen. Die Abhängigkeit vom Druck gibt folgende Tabelle wieder (bei -47°):

NH ₃			PH ₃			AsH ₃		
ν	$(\varepsilon - 1)_{\text{ber.}}$	$(\varepsilon - 1)_{\text{beob.}}$	ν	$(\varepsilon - 1)_{\text{ber.}}$	$(\varepsilon - 1)_{\text{beob.}}$	ν	$(\varepsilon - 1)_{\text{ber.}}$	$(\varepsilon - 1)_{\text{beob.}}$
342,5	1378	1378	745	(1050)	1050	669,5	(701)	701
200,2	801	804	601,5	844	844	606	633	633
108,5	432	434	402,5	562	562	405	420	420
90,0	358	362	201	279	278	205,5	212	212
61,6	245	249	102	141	141	103,5	106	106
42,0	167	168	53,5	74	73	81	84	82
22,1	88	89				62	64	61
						42	43	40
						23	24	21

Zur Berechnung diente die Formel von G. Holst, von der man zu dem Ausdruck gelangt:

$$\frac{(\varepsilon - 1)_{p_1}}{(\varepsilon - 1)_{p_2}} = \frac{p_1}{p_2} \left(1 + (p_1 - p_2) \frac{B}{RT} \right), \quad R = \frac{1}{273}.$$

Dabei nahm B folgende Werte an:

Gas	-47°C	16°C	100°C	
NH ₃ . . .	0,029	0,0085	0,0048	<i>R. Jaeger.</i>
PH ₃ . . .	0,016	0,0065	0,002	
AsH ₃ . . .	0,021	0,008	0,004	

Annie I. Anderson. The dielectric constant of liquid bromine. Proc. Phys. Soc. 40, 62—70, 1928, Nr. 2. Zur Prüfung der Zusammenhänge zwischen Dielektrizitätskonstante (DK) und Molekularstruktur war eine neue Bestimmung der DK von flüssigem Brom erwünscht. Die Messung der DK geschah mit Hilfe des Überlagerungsprinzips und ergab den Wert 3,11₉ bei 15°C und einer Frequenz von 187 000 Hertz. Der Temperaturkoeffizient betrug 0,00191, bezogen auf 0°C . Bei Anwendung der Dipoltheorie von Debye und Gans erhält man für das elektrische Moment einen Wert von $0,40 \cdot 10^{-18}$. Die elektrische Leitfähigkeit wurde bei 0°C zu $9,6 \cdot 10^{-10} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ bestimmt mit einem Temperaturkoeffizienten von $-0,0188$ pro Grad Celsius. *R. Jaeger.*

Alan Newton Campbell. Density and Electrostriction of Dilute Manganese Salt Solutions. Journ. chem. soc. 1928, S. 653—658, März. [S. 1288.] *St. Handel.*

A. E. Malinowski. Über die Bewegungsgröße der leitenden Elektronen. (Zweite, ausführlichere Mitteilung.) ZS. f. Phys. 47, 859—885, 1928, Nr. 11/12. Es wird über die neuen Versuche berichtet, welche zur Aufdeckung der Bewegungsgröße eines elektrischen Stromes angestellt wurden. Das negativ ausgefallene Resultat wurde theoretisch diskutiert und daraus der Schluß gezogen, daß die elektromagnetische Bewegungsgröße der leitenden Elektronen durch die Selbstinduktion nicht beeinflußt wird. *Scheel.*

R. Bach. La conductibilité électrique de cristaux d'oxyde de zinc. Arch. sc. phys. et nat. (5) 9, 426—430, 1927, Nov./Dez. Zum Unterschied von Friedrich (ZS. f. Phys. 31, 813, 1925) untersuchte Verf. die Leitfähigkeit natürlicher Zinkoxydkristalle. Dabei zeigte der spezifische Widerstand ein Minimum bei etwa -100° von $0,1 \, \Omega \text{ cm}$, während er bei Normaltemperatur $0,14 \, \Omega \text{ cm}$ betrug. Die Kontaktwiderstände waren sehr verschieden, im Mittel waren sie $0,1 \, \Omega$ pro Quadratzentimeter Kontaktoberfläche. In dem untersuchten Temperaturbereich von -180 bis $+300^{\circ}$ zeigte das Zinkoxyd eine metallische Leitfähigkeit.

R. Jaeger.

G. W. Schneider. Resistance change of single crystals of bismuth in a longitudinal magnetic field. Phys. Rev. (2) 31, 251—259, 1928, Nr. 2. An zahlreichen, nach der Methode von Linder [Phys. Rev. (2) 29, 554, 1927] und Boydston [Phys. Rev. (2) 30, 911, 1928] hergestellten Bi-Kristallen untersuchte der Verf. die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Stärke und der Richtung des auf den Kristall wirkenden Magnetfeldes. Dies konnte bis zur Höhe von 3500 Gauß im Innern einer wassergekühlten Spule erzeugt werden, in deren Achse sich das stromdurchflossene Kristallstäbchen befand. Stromrichtung und Feldrichtung fielen also stets mit der Längsrichtung des Stäbchens zusammen, während die Hauptachse des Kristalls je nach der Probe einen bis nahezu 90° ansteigenden Winkel damit bildete. Als Stromzuleitungen dienten zwei an die Enden der Stäbchen angelötete Messingfortsätze, die mit der Stromquelle durch biegsame Bleidrähte verbunden waren. Es wurde nun so verfahren, daß die Widerstände r und $r + \Delta r$ des Kristalls vor und nach Erregen des Feldes durch den Widerstand R bzw. R' eines Hilfskreises kompensiert wurden, so daß der prozentische Widerstandszuwachs $\Delta r/r$ in Abhängigkeit von Feldstärke und von Achsenrichtung gemessen werden konnte. — Zur Darstellung des Widerstandszuwachses in Abhängigkeit von der Feldstärke eignete sich die Beziehung $\Delta r/r = A \cdot H^z$, wobei A und z zwei Konstante bezeichnen, von denen die letztere in der Nähe von 2 lag und zwischen 2,24 und 1,57 schwankte. Der höchste, für die maximale Feldstärke von 3400 Gauß erreichte Wert von $\Delta r/r$ betrug etwa 0,09. — Die Messungen von $\Delta r/r$ in Abhängigkeit von der Orientierung, d. h. von dem Winkel zwischen der Hauptkristallachse und der Achse des Stäbchens, sind offenbar ziemlich unsicher, denn die beobachteten Punkte streuen außerordentlich stark, doch glaubt der Verf., Maxima bei Winkeln von 63 und 80° und Minima bei 0 , 73 und 90° gefunden zu haben. Bis zu einem gewissen Grade wurden die an verschiedenen Stäbchen erhaltenen Beobachtungswerte dadurch bestätigt, daß man an dickeren Stäbchen durch Abschaben den Winkel zwischen Kristallachse und Stabachse änderte und dadurch eine entsprechende Änderung des Wertes von $\Delta r/r$ erzielte. — Besondere Versuche zeigten noch, daß für den beobachteten Effekt die Richtung des magnetischen Feldes zur Kristallachse das Maßgebende ist, nicht aber die Richtung des elektrischen Stromes zur Kristallachse.

Gumblich.

Hans Böhner. Zugfestigkeits- und Leitfähigkeitsänderung hartgezogener Drähte aus Kupfer, Bronze, Aluminium, Aludur und Aldrey unter dem Einfluß kurzzeitiger Erwärmungen. ZS. f. Metallkde. 20, 132—141, 1928, Nr. 4. [S. 1297.]

Berndt.

Thomas Brooks Smith. Modifications of the Sand auxiliary electrode. Trans. Faraday Soc. 24, 216—225, 1928, Nr. 4. Durch Verwendung eines porösen Diaphragmas an Stelle des Spezialhahnes der Sandschen Elektrode und durch

eine andere Gestaltung der Röhre wurde gefunden, daß man den Widerstand der Hilfselektrode auf etwa ein Zehntel des üblichen Wertes reduzieren kann. Hierdurch wird das Potentiometer-Voltmeter auch als Nullpunktinstrument in Tätigkeit gesetzt, ohne daß dabei irgendwelche bedeutenden Fehler zustande kommen würden. In einer zweiten beschriebenen Modifikation wird die Verwendung eines Hahnes oder Diaphragmas im Stromweg vermieden. Der Widerstand bleibt hierbei ungefähr derselbe wie bei der ersten Methode; diese Methode erlaubt aber die Verwendung von Leitlösungen höherer Leitfähigkeit, als die übliche ist. Auch die Verwendungsmöglichkeit eines Nullpunktinstruments geringerer Sensibilität wird in diesem Zusammenhang besprochen. Für die meisten Fälle ist diese Modifikation sehr vorteilhaft, die Diaphragmamethode hat aber doch den Vorteil, längere Zeit ohne Wiederfüllung mit Elektrolytlösung benutzt werden zu können. Die Benutzung eines Voltmeters als Nullpunktinstrument ist viel bequemer als das Kapillarelektrometer, wobei aber die Kosten des letzteren geringer sind. Zum Schluß wird über die Vermeidung des Angriffs der Apparatur bei Verwendung rauchender Säuren berichtet. *St. Handel.*

Mark Rabinowitsch. Konduktometrische und kryoskopische Studie an Dimethylpyronaten der Essigsäure und der Chloressigsäuren in Benzol. ZS. f. phys. Chem. **132**, 83—100, 1928, Nr. 1/2. (Vgl. ZS. f. phys. Chem. **119**, 59, 1926.) Verf. untersucht den Vorgang der „Salzbildung“ bei der Einwirkung von Dimethylpyron auf die Essigsäure und die Chloressigsäuren in Benzollösung durch Messung der elektrischen Leitfähigkeit und findet, daß die untersuchten Dimethylpyronacetate sich auf ganz analoge Weise einreihen lassen wie die Essigsäure und die Chloressigsäuren in wässriger Lösung. Ferner wurde die Gefrierpunktserniedrigung der Dimethylpyronacetate in Benzol untersucht. Das Maximum der elektrischen Leitfähigkeit gehört bei allen untersuchten Säuren der maximalen Konzentration des zweisäurigen Dimethylpyronacetats zu. Die elektrische Leitfähigkeit der untersuchten Essigsäuren erwies sich in Benzol kleiner als in reinem Zustand. Die Ergebnisse lassen Analogieschlüsse auf den Vorgang des elektrolytischen Zerfalls ziehen. Als wichtiger Faktor wird hierbei die intramolekulare Ionisation angesehen, deren möglicher Einfluß kurz gestreift wird. *R. Jaeger.*

R. Whiddington. Oscillation in Vacuum Tube Discharges. Nature **114**, 193, 1924, Nr. 2858. *Güntherschulze.*

Marcel Laporte. Étude critique des différentes méthodes de mesure des mobilités des ions dans les gaz. Ann. de phys. (10) **8**, 710—745, 1927, Dez. Kritische Zusammenstellung der bisher üblichen Methoden zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten in Gasen. Verf. sucht zu zeigen, daß die bisher gewonnenen experimentellen Resultate der von ihm in einer früheren Abhandlung angenommenen Existenz einer kontinuierlichen Verteilungskurve der Beweglichkeiten nicht widersprechen. *V. v. Keussler.*

J. S. Townsend and R. H. Donaldson. Electrodeless Discharges. Phil. Mag. (7) **5**, 178—191, 1928, Nr. 27. Bei der gewöhnlichen Erklärung der elektrodlosen Entladung werden die durch die Spannungsdifferenz an den Enden der Spule entstehenden elektrischen Kräfte nicht berücksichtigt (s. J. J. Thomson, diese Ber. S. 694; G. Mierdel, Ann. d. Phys. **85**, 612, 1928). Die Verff. zeigen nun auf Grund einfacher theoretischer Überlegungen, daß diese letzteren Kräfte im allgemeinen wesentlich größer sind als die durch elektromagnetische Induktion

erzeugten. Dies wird durch eine Reihe einfacher Versuche experimentell bestätigt. Es wird unter anderem gezeigt, daß die Erscheinungen dieselben sind, ganz gleich, ob die Entladungsröhren sich in dem Solenoid befinden oder außerhalb desselben, wenn von den Enden desselben Ableitungen zu zwei Außenelektroden der Röhre geführt sind. Ref. konnte dies in unveröffentlichten Versuchen zwar bestätigen, aber nur dann, wenn die Entladung nicht in dem hellen Ringe besteht, der für die elektrodenlose Ringentladung charakteristisch ist. Die helle Ringentladung ist aber erst bei sehr viel größeren Momentanströmen zu erhalten, als sie bei ungedämpfter Erregung, wie sie die Verff. benutzten, erreichbar sind. Von dieser ist in der vorliegenden Arbeit infolgedessen auch im Gegensatz zu den Arbeiten von Thomson und Mierdel nicht die Rede. Ref. ist deshalb der Ansicht, daß die helle Ringentladung zum mindesten nicht ohne Mitwirkung der elektromagnetischen Wirkungen möglich ist. *G. Herzberg.*

H. P. Walmsley. Oscillatory Ionization Currents from Clouds of Cadmium-Oxide Particles. *Phil. Mag.* (7) **5**, 561—573, 1928, Nr. 29. Im Anschluß an zwei frühere Arbeiten des Verf. (diese Ber. **7**, 1907, 1926; **9**, 252, 1928) werden die Ionisationsströme in Cadmiumoxydnebel, die durch einen Lichtbogen gebildet sind, photographisch registriert. Es werden sehr rasche Schwankungen gefunden, deren Auftreten näher diskutiert wird. *G. Herzberg.*

C. J. Davisson and L. H. Germer. Reflection of electrons by a crystal of nickel. *Phys. Rev.* (2) **31**, 708, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ein homogener Elektronenstrahl wird gegen eine Fläche eines Nickelkristalls gerichtet, die parallel zu einer {111}-Ebene geschnitten ist. Der Auftreffwinkel ist veränderlich. Die Intensität der Streuung in der Einfallsebene wird als Funktion der Einfallsrichtung und der Elektronengeschwindigkeit gemessen. Bei bestimmten kritischen Elektronengeschwindigkeiten geht ein scharf definierter Elektronenstrahl vom Kristall in der Richtung der regulären Reflexion aus. Wenn der Einfallswinkel 10° beträgt, erscheint der regulär reflektierte Strahl für Geschwindigkeiten entsprechend 38, 70, 133, 210 und 320 Volt. Die Werte der kritischen Geschwindigkeiten nehmen mit dem Einfallswinkel zu. Die Erscheinung ist analog der Bragg'schen Röntgenstrahlreflexion, bei der der einfallende Strahl die Eigenschaften eines Wellenstrahles zeigt, wenn die Wellenlänge als umgekehrt proportional der Elektronengeschwindigkeit angesehen wird. Die Daten können jedoch wegen des „Abstands“-Faktors des Kristalls und, weil der Strahl nullter Ordnung ist, nicht zur Berechnung der Wellenlängen verwandt werden. *Güntherschulze.*

Herman E. Krefft. Critical primary velocities in the secondary electron emission of tungsten. *Journ. Frankl. Inst.* **204**, 537—539, 1927, Nr. 4; s. *Ann. d. Phys.* **84**, 639—673, 1927, Nr. 21. Referat s. diese Ber. **S. 700.**

Bareiss.

F. H. Loring. Determination of e/m . *Chem. News* **136**, 145—147, 161—165, 1928, Nr. 3543 u. 3544. [S. 1293.] *Przibram.*

James Taylor. On the Action of the Geiger α -particle Counter. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **24**, 251—258, 1928, Nr. 2. Unter Bezug auf eigene Arbeiten, über die in diesen Ber. **8**, 1051, 1529, 1927; **9**, 811, 1928 bereits referiert wurde, versuchte der Verf. eine Erklärung für die Funktionsweise des Geigerschen Spitzenzählers zu geben, wobei der Begriff des Schwellenstromes, die Stromcharakteristik und seine photoelektrische Theorie des Funkenpotentials herangezogen werden. Der Einfluß der Gasfüllung und der Elektrodenbeschaffenheit,

die Fähigkeit des Zählers, sowohl auf Strahlung als auf α - und β -Teilchen anzusprechen, die Tatsache, daß auch Röhren mit flachen ebenen Elektroden verwendbar sind, und die Eigenschaft des spontanen Stromverlöschens werden diskutiert.

K. W. F. Kohlrausch.

Lise Meitner. Experimentelle Bestimmung der Reichweite homogener β -Strahlen. Nach gemeinsamen Versuchen mit W. Santholzer. Naturwissensch. 14, 1199—1203, 1926, Nr. 50/51. Die Nebelbahnen einzelner β -Teilchen von RaD werden — bei einem Enddruck von 20 bzw. 10 cm Hg im Wilsonapparat — stereoskopisch aufgenommen und diejenigen Bahnen, die einen annähernd ebenen Verlauf aufweisen, ausgemessen. Aus 83 Bahnen ergeben sich, nach Anbringung einer Korrektur von 40 % für den nicht genau ebenen Verlauf der Bahnen und anderes, als mittlere Reichweiten der beiden β -Strahlgruppen des RaD von 31 200 bzw. 43 100 Volt etwa 1,2 bzw. 1,7 cm in Luft von 760 mm Hg und Zimmertemperatur. An einigen Bahnen wird durch Auszählen der einzelnen Nebeltropfchen, aus denen die Bahnen bestehen, die Zahl der primär erzeugten Ionen im Mittel zu etwa 130 bis 140 pro Zentimeter Bahnlänge bestimmt. Eingehendere Versuche sind im Gange.

Fränz.

K. Philipp. Zur Existenz der weitreichenden α -Strahlen des Radium C. Naturwissensch. 14, 1203—1204, 1926, Nr. 50/51. Durch Wilsonaufnahmen mit der von L. Meitner und K. Freitag (ZS. f. Phys. 37, 481, 1926) benutzten Apparatur wurde beim RaC die Existenz von zwei Gruppen weitreichender α -Strahlen bestätigt. Auf 10^6 α -Teilchen von 7 cm Reichweite wurden 12 α -Teilchen von 9,3 cm und 2 von 11,2 cm Reichweite beobachtet (gegenüber 30 bzw. 5 nach Rutherford und Chadwick). Die Zahlen sind wegen der geringen Anzahl der im ganzen beobachteten Teilchen (22 bzw. 4) noch recht ungenau; sie sollen durch Szintillationsbeobachtungen genauer bestimmt werden.

Fränz.

Georges Fournier. Sur l'absorption des rayons β par la matière. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 90 S—92 S, 1927, Nr. 6. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 249.] Vergleiche die Referate in diesen Ber. 6, 1690, 1925; 7, 866, 1911, 1926; 9, 790, 1928.

K. W. F. Kohlrausch.

Alex Müller. On the Input Limit of an X-Ray Tube with Circular Focus. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 30—42, 1927, Nr. 776. Die Arbeit enthält eine Berechnung der Belastungsgrenze für ein Röntgenrohr mit kreisrundem Brennfleck. Die Ausgangsgleichung ist gegeben durch $\frac{div \times \text{grad } T}{\kappa} = 0$, wo κ die Wärmeleitfähigkeit und T die Temperatur ist. Die Lösung erfolgt mit

l_{cm}	W_{max} (in Watt)	
	①	②
0	∞	—
0,003	$13,2 \cdot 10^3$	$13,2 \cdot 10^3$
0,015	2,82	2,82
0,030	—	1,65
0,075	1,04	1,04
0,150	0,880	0,880
0,300	0,809	0,841
∞	0,747	0,838

Hilfe Besselscher Funktionen für zwei Fälle. Das Kathodenstrahlbündel ist auf einen kleinen Kreis um das Zentrum der Antikathode konzentriert. Ferner ist vorausgesetzt, daß die kreisrunde Außenfläche der Antikathode und ihre Rückseite auf gleicher Temperatur T seien. Im zweiten Falle wird angenommen, daß durch die Außenfläche des Antikathodenzyllinders kein Wärme fluß gehen soll, d. h. $\partial T / \partial r = 0$, wenn $r = a$, wo r die Polarkoordinate der Antikathoden- grundfläche und a ihr Radius ist. Die Länge des Antikathodenzyllinders sei l . Dann findet Verf. vorstehende zahlenmäßigen Werte für eine Kupferantikathode, bei der der Halbmesser des Fokus

$$\delta = 0,05 \text{ cm} \quad \text{und} \quad \kappa = 0,79 \text{ gm} \cdot \text{cal} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ Grad}^{-1}.$$

Für die zweite Kolumne ist δ/a sehr klein, für die dritte Kolumne ist $a = 0,25$. Ein starkes Ansteigen der Belastungsgrenze findet erst bei ganz dünnen Antikathoden statt. Zum Schluß stellt Verf. noch eine kurze Überschlagsrechnung für ein Gasrohr mit Al-Antikathode an.

R. Jaeger.

Ursula Andrewes, Ann Catherine Davies and Frank Horton. Critical Potentials for Soft X-Ray Excitation. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 649—662, 1928, Nr. 778. Die Apparatur, an der die Untersuchungen ausgeführt wurden, sind früher beschrieben [Proc. Roy. Soc. London (A) **110**, 64, 1926; Phil. Mag. **2**, 1253, 1926; vgl. diese Ber. **8**, 2018, 1927]. In dieser Arbeit wurde besonderer Wert auf exakte Messung des durch die Röntgenstrahlen hervorgerufenen Photostromes gelegt, wobei die Methode des konstanten Ausschlages angewandt wurde, zum Teil mit Hilfe einer Dreielektrodenröhre. Die folgende Tabelle zeigt die bis jetzt gefundenen Werte. Die Indizes Ia, Ib, II, III, die den Grad der Sicherheit bedeuten, sind fortgelassen.

Cr 24:

Volt:	45	66	75	88	115	141	149	155	165	178	186	208
/R:	3,32	4,87	5,54	6,50	8,49	10,41	11,01	11,45	12,19	13,14	13,74	15,37

Mn 25:

Volt:	49	73	88	105	113	117	134	157	179	189
/R:	3,62	5,39	6,50	7,76	8,35	8,64	9,90	11,6	13,22	13,96

Fe 26:

Volt:	52	78	95	110	117	171	186	219
/R:	3,84	5,76	7,02	8,12	8,64	12,63	13,74	16,17

Co 27:

Volt:	63	83	99	118	155	176	186	196	208	215
/R:	4,65	6,13	7,31	8,72	11,45	13,00	13,74	14,47	15,37	15,88

Ni 28:

Volt:	70	98	108	117	161	184	200
/R:	5,17	7,24	7,98	8,64	11,90	13,59	14,77

Cu 29:

Volt:	56	67	75	85	116	131	153	196	212
/R:	4,14	4,95	5,54	6,28	8,57	9,68	11,30	14,47	15,66

Zn 30:

Volt:	96	124	137	145	204	219
/R:	7,09	9,16	10,12	10,71	15,07	16,17

Diese Werte sind gegenüber den früheren in bezug auf Kontaktpotentiale usw. korrigiert. In verschiedenen Tabellen sind nun die ν/R -Werte für das $M_{II,III}$ - und M_I -Niveau nach der Berechnung aus $K_{\beta_2} - K_{\beta_1}$ bzw. $K_{\beta_2} - K_{\alpha_1} - L_I$ mit den Werten von Thoriaeus und den Beobachtungen der Verff. zusammengestellt. Auch die an Eisen, Nickel und Kupfer von Petry gefundenen kritischen Potentiale für sekundäre Elektronenemission werden zum Vergleich herangezogen. Aus den gemessenen Verhältniszahlen von Photostrom zu Glühelktronenstrom können Schlüsse auf den Wirkungsgrad der Erzeugung weichster Röntgenstrahlung gezogen werden.

R. Jaeger.

Kotarô Honda. Über den Ursprung des auf der Atomstruktur beruhenden Magnetismus. ZS. f. Phys. 47, 691—701, 1928, Nr. 9/10. Die gewöhnliche Theorie, nach welcher der Magnetismus auf die um den Atomkern kreisenden Elektronen, also die sogenannten „Lichtelektronen“, zurückzuführen sein soll, scheint dem Verf. nur für den Diamagnetismus haltbar zu sein, nicht aber für den Para- bzw. Ferromagnetismus, da derartige Elementarmagnete unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes nur eine sogenannte Larmorpräzession ausführen, bei welcher der Winkel zwischen der magnetischen Achse und dem Felde ungeändert bleibt; somit ändert sich durch das Anlegen eines magnetischen Feldes die Komponente des magnetischen Moments in Richtung des Feldes nicht, dieser Elementarmagnet wäre also nicht magnetisierbar. Infolge der Larmorpräzession aber rotieren die Elektronen in ihren ursprünglichen Bahnen und mit nahezu ungeänderter Geschwindigkeit um die Feldrichtung, und durch diese Bewegung entsteht der Diamagnetismus der Atome, der auf der Geschwindigkeitsänderung der kreisenden Elektronen durch Anlegung des Feldes beruht. Der Para- und Ferromagnetismus dagegen ist nach Ansicht des Verf. auf die im Innern des Atomkerns sehr rasch umlaufenden Elektronen zurückzuführen, deren Wirkung nach Rutherford durch eine Anzahl ebenfalls noch innerhalb des Kernes, aber außerhalb dieser sehr rasch kreisenden Elektronen in entgegengesetzter Richtung umlaufenden Protonen so weit kompensiert wird, daß der gesamte Drehimpuls sich mehr oder weniger aufhebt und das Atom daher auch schon der Wirkung mäßiger Felder folgen kann, wie dies ganz besonders bei den ferromagnetischen Körpern der Fall ist. Nach der Theorie des Verf. haben also auch die diamagnetischen Atome ein endliches, magnetisches Moment, sie können aber wegen ihres großen Drehimpulses nicht magnetisiert werden. — Die Annahme der Langevinschen Verteilungsfunktion ist gleichbedeutend mit der Annahme einer Rotation jeden Moleküls um seine magnetische Achse mit der Energie rT , wobei r die auf ein Molekül bezogene Gaskonstante und T die absolute Temperatur bezeichnet. Die Wirkung der in einem Raumgitter verteilten Nachbaratome auf ein beliebiges Atom beschränkt nur die Beweglichkeit dieses Atoms gegenüber der Wirkung des äußeren Feldes, sie entspricht also bei der Berechnung einer Vernehrung der kinetischen Energie um einen gewissen Betrag q ; und schließlich werden auch bei festen Körpern zwar keine freien Rotationen, aber doch wenigstens kreisende Schwingungen der Atome auftreten können, deren Energie mit steigender Temperatur zunimmt. Hieraus ergibt sich das allgemeine Curiesche Gesetz $k(T + \Delta) = \text{Const}$ für den magnetischen Umwandlungspunkt. — Auf Grund seiner Annahme kann der Verf. weiter die vielfach beobachtete Änderung des Diamagnetismus mit der Temperatur auf das Wachsen des Paramagnetismus zurückführen; da ja der Diamagnetismus als Differenz des para- und diamagnetischen Anteils aufzufassen ist, von denen der letztere, als von den äußeren Elektronen abhängig, durch Temperaturänderungen kaum beeinflusst wird, wohl aber der erstere. Auch der Zusammen-

hang zwischen der Änderung des Diamagnetismus und der Leitfähigkeit bei Volumenänderungen durch Schmelzen oder allotrope Zustandsänderungen des Materials scheint nach der Theorie des Verf. leicht verständlich, ebenso wie sich die Möglichkeit einer diamagnetischen Verbindung aus zwei paramagnetischen Atomen und umgekehrt, sowie die Bildung einer ferromagnetischen Substanz aus para- oder diamagnetischen Elementen in einfacher Weise erklären läßt.

Gumblich.

Thomas H. Johnson. On the mechanism of orientation of atoms in magnetic and electric fields. *Science* (N. S.) **67**, 37—38, 1928, Nr. 1724. [S. 1293.]

T. F. Wall. The Production of very Intense Magnetic Fields. *Nature* **114**, 432, 1924, Nr. 2864.

Güntherschulze.

K. Grünholz. Messungen mit der zweipoligen magnetischen Waage. *ZS. f. Unterr.* **41**, 30—32, 1928, Nr. 1.

J. R. Ashworth. The Intrinsic Field of a Magnet. *Nature* **120**, 477, 1927, Nr. 3022.

B. Cabrera. Sur la théorie du paramagnétisme. *C. R.* **185**, 346—348, 1927, Nr. 5.

Gumblich.

E. Fromy. Contribution à l'étude de l'effet Wiedemann considéré comme un cas particulier de la magnétostriction. Étude théorique et expérimentale. *Ann. de phys.* (10) **8**, 626—709, 1927, Dez. Ausführliche Wiedergabe einer Untersuchung, über welche bereits nach *Journ. de phys. et le Radium* (6) **7**, 13—24, 1926, Nr. 1 berichtet worden ist.

Gumblich.

St. Procopiu et T. Farcas. L'influence de l'intensité du courant alternatif sur la variation du phénomène de Barkhausen. *S.-A. Ann. de Jassy* **15**, 65—68, 1927, Nr. 1/2. Der mit dem ballistischen Galvanometer aufgenommene Barkhauseneffekt wird verstärkt beim Durchgang eines Wechselstromes durch die Längsachse der stabförmigen Probe, also durch Erregung von zur Stabachse konzentrischen Wechselfeldern, und zwar erreicht die Wirkung bei weichem Material mit wachsender Stromstärke ein Maximum, um dann wieder abzunehmen, während bei Stahl und Nickel eine solche Wiederabnahme bei der höchsten verwendeten Stromstärke noch nicht beobachtet werden konnte. Dies gilt für Frequenzen zwischen 15 und 1000 Hertz; bei höheren Frequenzen von der Größenordnung von $5 \cdot 10^4$ verringerte sich der Barkhauseneffekt, um für Frequenzen von der Ordnung $5 \cdot 10^7$ fast vollkommen zu verschwinden.

Gumblich.

C. H. Johansson. Die Umwandlung im β -Messing und der Abmagnetisierungsverlauf der ferromagnetischen Metalle. *Ann. d. Phys.* (4) **84**, 976—1008, 1927, Nr. 24. In ähnlicher Weise, wie sich die Umwandlung im festen Zustand beim β -Messing durch das Auftreten von Wärmeschwingungen um Trägheitsachsen senkrecht zu den Symmetrieachsen des Zn-Atoms erklären läßt, kann die mit der „Abmagnetisierung“, d. h. also dem Verlust des Ferromagnetismus verbundene Umwandlung bei den ferromagnetischen Stoffen auf das Auftreten von Wärmeschwingungen um Trägheitsachsen senkrecht zur magnetischen Achse des Atoms zurückgeführt werden. Die früheren Theorien

von Ewing, Weiss, Honda und Okubo usw. werden diskutiert. Der Umfang der Materie verbietet ein näheres Eingehen auf den rein theoretischen Inhalt des Aufsatzes an dieser Stelle. *Gumlich.*

E. D. Campbell. A study of the correlation of the remanent magnetism and specific resistance of some pure iron-carbon alloys. Trans. Faraday Soc. **21**, 338—348, 1925, Part 2 (Nr. 62). Die Versuche des Verf., an einer Reihe von ziemlich reinen Fe-C-Legierungen mit einem C-Gehalt zwischen 0,05 und 1,5 % einen eventuellen Zusammenhang zwischen dem ja sehr genau meßbaren spezifischen Widerstand und den magnetischen Eigenschaften dieser Materialien, speziell der Remanenz, zu finden, mußten von vornherein an der Methode der magnetischen Messungen scheitern, bei denen sich der Verf. einer magnetischen Waage bediente, die ihm nur die scheinbare, nicht die wahre Remanenz der 15 cm langen und 0,6 cm dicken Stäbe liefern konnte; diese aber ist ja bekanntlich überhaupt keine reine Materialkonstante, wie der spezifische Widerstand, sondern hängt in hohem Maße vom Dimensionsverhältnis des verwendeten Probestabes ab. *Gumlich.*

Joseph Würschmidt. Die magnetischen Eigenschaften der Nickelstähle. S.-A. Krupp'sche Monatsh. 1925, Sept., Nov. u. Dez., 18 S. Nach einem eingehenden historischen Rückblick über die bisherigen Untersuchungen an Fe-Ni-Legierungen, die ja besonders neuerdings auch für die Technik eine erhebliche Bedeutung gewonnen haben, teilt der Verf. die Ergebnisse der eigenen, im Laboratorium der Firma Friedr. Krupp, Essen, ausgeführten magnetischen Untersuchungen an einer großen Anzahl von derartigen Legierungen mit 10 bis 98 % Ni mit, deren Verunreinigungen durch chemische Analyse bekannt waren. Der Einfachheit halber wurden die Messungen an 27 cm langen und 0,6 cm dicken zylindrischen Stäben ballistisch in freier Spule durchgeführt, wobei die zur Rechnung notwendigen Entmagnetisierungsfaktoren nach der vom Verf. früher (ZS. f. Phys. **19**, 388, 1923) angegebenen Methode bestimmt wurden, was natürlich aus bekannten Gründen eine beträchtliche Unsicherheit bedingt. Als Wärmebehandlung wurde ein etwa einstündiges Glühen bei 800° mit darauffolgender langsamer Abkühlung gewählt, was natürlich für die Anfangspermeabilität nach den schon von Arnold und Elmen und neuerdings in der Reichsanstalt durchgeführten Untersuchungen für die Legierungen mit höherem Ni-Gehalt durchaus andere, und zwar niedrigere Werte liefern muß, als eine rasche Abkühlung. — Mit Ausnahme der Übergangszone zwischen reversiblen und irreversiblen Legierungen, also in der Gegend von 25 bis 28 % Ni, wo die Magnetisierbarkeit bei gewöhnlicher Temperatur ohne vorherige Abkühlung auf tiefere Temperaturen bekanntlich außerordentlich gering ist, sind die gemessenen Werte der Induktion $4\pi J_{100}$ für $\mathfrak{H} = 100$, der Remanenz \mathfrak{B}_r , der Koerzitivkraft \mathfrak{H}_c , der Anfangspermeabilität μ_0 und des spezifischen Widerstandes σ in Tabellenform wiedergegeben und vielfach auch durch Kurvenbeispiele näher erläutert, was für manche Zwecke recht erwünscht ist; nur zeigt es sich dabei, daß die erzielten Werte keineswegs vollkommen einwandfrei sind, indem beispielsweise Kurvenzüge in Abhängigkeit vom Ni-Gehalt zum Teil Unstetigkeiten aufweisen, die sie eigentlich nicht haben dürften, und andererseits die magnetischen Eigenschaften von mehreren Proben von angenähert der gleichen chemischen Zusammensetzung erheblich voneinander differieren, was nach den Erfahrungen des Ref. auf unvollkommene Homogenisierung des Materials zurückzuführen sein dürfte und durch hinreichend langes Glühen bei höherer Temperatur und sehr langsames Abkühlen verschwinden würde. — Daß schließlich der Verf. das Maximum der

Anfangspermeabilität nur zu 2160 gefunden hat, also zu etwa dem fünften Teil der sonst schon erreichten Werte, liegt nur an der gewählten Art der thermischen Behandlung, nämlich der langsamen Abkühlung; eine rasche Abkühlung aus dem Temperaturgebiet 600 bis 900° würde unzweifelhaft auch sehr viel höhere Werte von μ_0 ergeben haben.

Gumlich.

W. Sucksmith, H. H. Potter and L. Broadway. The Magnetic Properties of Single Crystals of Nickel. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 471—485, 1928, Nr. 777. Nach einer vorläufigen Mitteilung in Nature **128**, 730, 1926, über welche an dieser Stelle bereits berichtet wurde, machen die Verff. in der vorliegenden Veröffentlichung genauere Angaben über ihre magnetischen Messungen an Einkristallen aus Nickel, die sie durch langsames Abkühlen der geschmolzenen Nickelmasse in einem langen, zylindrischen Alundrumofen erhalten hatten. Es gelang zwar nicht, Kristalle zu erhalten, welche den ganzen Querschnitt der Röhre ausfüllten, doch genügten die Abmessungen zur Herstellung von Proben für die Bestimmung der Magnetisierbarkeit in Abhängigkeit von der Achsenrichtung. Die Verunreinigung des Materials betrug insgesamt 0,4 %. Da sich die gewonnenen Kristalle als außerordentlich weich erwiesen, mußten die verwendeten Probeplättchen auf das sorgfältigste mit der Hand geschliffen werden. Zur Bestimmung der Magnetisierungskomponente parallel zum Felde J_p benutzen die Verff. die von Honda und Kaya (Sc. Reports Tōhoku Univ. **15**, 721, 1926) angegebene ballistische Methode, wobei zur Berechnung der Feldstärke in den dünnen Plättchen der Entmagnetisierungsfaktor von platten Ellipsoiden angenommen wurde, während zu den Messungen der Komponenten senkrecht zum Felde J_N die Methode von P. Weiss und von Webster zur Verwendung kam [Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 496, 1925]. Die Messungsergebnisse sind in Kurvenform wiedergegeben und können hier nicht im einzelnen aufgezählt werden; es sei nur erwähnt, daß beim Ni die Komponente J_p Maxima längs der Trigonalachse, ein Minimum längs der Tetragonalachse und ein zweites Minimum längs der Digonalachse hat, während beim Fe dieselbe Komponente J_p ein Maximum längs der Tetragonalachse, Minima längs der beiden Trigonalachsen und ein weiteres Maximum längs der Digonalachse aufweist, was wohl mit dem verschiedenen Atomaufbau von Fe (körperzentrierte Würfel) und Ni (flächenzentrierte Würfel) zusammenhängen dürfte. — Die Anfangssuszeptibilität soll über ein erhebliches Feldstärkegebiet konstant und unabhängig von der Kristallrichtung sein, doch sind die aus den Kurven ablesbaren Werte von χ_0 so klein im Vergleich zu den entsprechenden Werten bei gewöhnlichem, kristallinem Ni, daß entweder die Messungen oder die Wiedergabe durch die Kurven nur sehr unvollkommen sein können. — Der zweite Teil des Aufsatzes enthält eine eingehende Begründung dafür, daß zur Messung der J_p -Komponente wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors beim Ni nicht die Torsionsmethode, sondern eine Induktionsmethode verwendet werden muß.

Gumlich.

Hermann Gewecke. Über die Temperaturabhängigkeit des remanenten Magnetismus. ZS. f. techn. Phys. **9**, 57—60, 1928, Nr. 2. Die reversible Änderung der Remanenz permanenter Magnete mit der Temperatur, also der sogenannte Temperaturkoeffizient derselben, spielt namentlich bei den Elektrizitätszählern und ähnlichen Meßinstrumenten eine höchst unerwünschte Rolle. Der Verf. mißt diesen Temperaturkoeffizienten ballistisch an Drähten bzw. Stäben von 250 bis 300 mm Länge und 1 bis 6 mm Durchmesser bei verschiedener chemischer Zusammensetzung und nach verschiedener thermischer Behandlung,

und zwar innerhalb einer abwechselnd von kaltem Wasser oder von Dampf durchströmten Röhre. In Betracht kamen Wolframstahl, Chromstahl, Werkzeugstahl (ungehärtet), Gußeisen und naturharter Federstahl. Bei gewöhnlichem Magnetstahl nimmt das magnetische Moment ja bekanntlich mit steigender Temperatur ab, d. h. in dem Ausdruck $\Phi_t = \Phi_{15} [1 + a(t - 15)]$ ist der Temperaturkoeffizient a negativ und liegt etwa zwischen 2 und $4 \cdot 10^{-4}$; der Verf. konnte aber zeigen, daß hierbei die vorhergegangene thermische Behandlung, z. B. Anlassen auf hohe Temperatur, eine nicht unerhebliche Rolle spielt, und daß naturharter Federstahl im allgemeinen sogar einen positiven Temperaturkoeffizienten besitzt; wurde ein solcher Stab von heller Rotglut langsam abgekühlt, so war der Temperaturkoeffizient sogar Null; somit wäre ein positiver Temperaturkoeffizient des remanenten Magnetismus anscheinend durch starke mechanische Härtung des Materials zu erzielen und durch geeignete thermische Behandlung bis auf Null zu verringern. Leider gibt der Verf. nichts an über die bei den verschiedenen untersuchten Materialien und nach den verschiedenen Behandlungsweisen verbleibende absolute Größe des remanenten Magnetismus, die ja bei den permanenten Magneten doch im wesentlichen immer die Hauptrolle spielt, und es ist darum zweifelhaft, daß die vom Verf. benutzten Materialien ohne Temperaturkoeffizient wenigstens bei Magneten von kleinem Dimensionsverhältnis bzw. großer Maulweite ein relativ geringes magnetisches Moment und auch eine geringe Koerzitivkraft besitzen, so daß sie aus diesen Gründen für die praktische Verwendung in Magnetzählern usw. kaum in Betracht kommen werden. — Wegen der vom Verf. angeschnittenen, aber nicht erledigten Frage nach dem Zusammenhang zwischen dem Temperaturkoeffizienten der Remanenz und dem Dimensionsverhältnis sei auf die Untersuchungen des Ref. [Ann. d. Phys. (4) 59, 668—688, 1919] sowie von Honda und Matumura (Sc. Reports Tôhoku Univ. 10, 417—421, 1921) verwiesen.

Gumlich.

F. Stäblein. Prüfung und Eigenschaften von Stählen mit physikalischen Besonderheiten. ZS. f. techn. Phys. 9, 145—147, 1928, Nr. 4. Es wird ein kurzer Überblick darüber gegeben, wie die physikalischen Eigenschaften (unter Fortlassung der Festigkeitseigenschaften) durch Legierung und Vorbehandlung variiert werden können. Hohe magnetische Sättigung, zugleich mit genügender Festigkeit, wird durch Zusatz von einigen Prozenten Ni und Cr erreicht, geringe Magnetisierungsverluste durch 4 % Si, hohe Koerzitivkraft durch 30 bis 50 % Ni, große Anfangspermeabilität durch 50 bis 85 % Ni, große Temperaturempfindlichkeit (wichtig für magnetische Nebenschlüsse) durch 30 % Ni. Praktisch unmagnetisierbar sind Stähle mit Zusatz von Ni und Mn, wodurch die Umwandlung des γ -Eisens in das α -Eisen unterdrückt wird. In eigenartiger Weise hängt der Ausdehnungskoeffizient der Ni-Legierungen vom Ni-Gehalt ab (Invar); durch geeignete Vorbehandlung lassen sich hier sogar negative Werte erzielen. Ein gutes „Bimetall“ liefert Zusammenschweißen von 25- und 36 %igem Ni-Stahl. Ferner wird in Kurven gezeigt, wie sich der elektrische Widerstand und sein Temperaturkoeffizient durch verschiedene Zusätze ändert. Allgemein ist letzterer um so kleiner, je höher der Anfangswiderstand war. Berndt.

F. Loewinson-Lessing et A. Turcev (A. Tourtzeff). Recherches expérimentales sur l'aimantation permanente de roches soumises au chauffage. Deuxième note. Bull. Russ. (6) 1927, S. 875—886, Nr. 9/11. 3e note. C. R. Acad. Leningrad 1927, S. 341—346, Nr. 21. In einer früheren Mitteilung waren Versuche über die Magnetisierung von Basalt und Andesit in Abhängigkeit von der Erhitzung und Abkühlung unter der Einwirkung des Erdfeldes beschrieben

worden, welche zeigten, daß eine Erwärmung auf 300° kaum eine Wirkung hervorbringt, wohl aber eine solche auf höhere Temperaturen, bis zu 900° . In der vorliegenden Veröffentlichung wird das Ergebnis systematischer Erhitzungen auf $200, 300 \dots 1000^{\circ}$ von mehreren Basaltproben mitgeteilt, die bei der Abkühlung aus dieser etwa 20 Minuten einwirkenden Temperatur unter der Wirkung des Erdfeldes im allgemeinen um so größere Remanenz zeigten, je höher die Temperatur war, nur nach Abkühlung von 400 und 700° traten relativ niedrige Werte auf. Die von isolierten Gipfeln und Graten des Ararat stammenden Andesitproben zeigen unverhältnismäßig hohe natürliche Remanenz, die offenbar auf atmosphärische Einwirkungen (Blitzschlag) zurückzuführen ist. — Die in der dritten Abhandlung mitgeteilten Versuchsergebnisse bestätigen die schon früher gefundene Tatsache, daß die Dauer der Erhitzung auf die Intensität der permanenten Magnetisierung der Gesteine keinen Einfluß ausübt; beim Gabbrodiabas steigt der permanente Magnetismus bis zu etwa 1000° Erhitzung ziemlich gleichmäßig mit der Temperatur an, von da ab aber bis zum Schmelzpunkt oberhalb 1200° sehr viel rascher. *Gumlich.*

Kurt Schroeter. Über die Umwandlung des Austenits in Martensit durch flüssige Luft. ZS. f. anorg. Chem. **169**, 157—160, 1928, Nr. 1/3. Die noch strittige Frage, ob bei Ni- oder Mn-haltigen Stählen, welche nach dem gewöhnlichen Abschreckverfahren bei Zimmertemperatur noch einen überwiegenden Austenitgehalt zeigen, aber durch Abkühlen auf die Temperatur der flüssigen Luft eine Umwandlung in Martensit erfahren, diese Umwandlung bei der tiefen Temperatur selbst vor sich geht oder erst beim Wiedererwärmen auf Zimmertemperatur, hat der Verf. durch einen einfachen magnetischen Versuch dahin entschieden, daß das erstere der Fall ist. Die von Benedicks u. a. vernommenen Töne bei der Wiedererwärmung dürften also nur auf die Bildung von Rissen zurückzuführen sein, wie z. B. auch gehärtete Werkzeugstähle durch schwaches Anlassen infolge von Spannungen reißen. *Gumlich.*

J. R. Ashworth. The Relation of Specific Heat to Ferromagnetism. Nature **121**, 323, 1928, Nr. 3044. [S. 1356.]

L. F. Bates. The Specific Heats of Ferromagnetic Substances. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 680—691, 1928, Nr. 778. [S. 1355.]

J. Huggett et G. Chaudron. Étude thermomagnétique de quelques minerais de fer. C. R. **186**, 694—696, 1928, Nr. 11. *Gumlich.*

V. I. Vaidyanathan. On the Relation of Diamagnetic Susceptibility in the Liquid and Vapour States. Indian Journ. of Phys. **2**, 135—150, 1928, Nr. 2.

V. I. Vaidyanathan. On the magnetic susceptibilities of vapors of organic liquids. Phys. Rev. (2) **30**, 512—515, 1927, Nr. 4. Während die magnetischen Eigenschaften organischer Flüssigkeiten durch die Messungen von Pascal, Koenigsberger, Ishiwara u. a. ziemlich genau bekannt sind, fehlen entsprechende Versuche bis jetzt für den dampfförmigen Zustand. Der Verf. füllt diese Lücke durch die vorliegenden Messungen an etwa 12 verschiedenen Stoffen in Dampfform mittels der modifizierten Curieschen Drehwaage aus. Die letztere besteht im wesentlichen aus einem an einem Draht aus Phosphorbronze aufgehängten dünnen Aluminiumbalken, an dessen einem Ende mittels eines Kokonfadens eine Glaskugel *B* aus schwach diamagnetischem Glase hängt, deren Gewicht durch dasjenige einer entsprechenden Kugel *C* am anderen Ende

des Waagebalkens kompensiert wird; ebenso ist dafür gesorgt, daß der durch Einführen einer Gasatmosphäre erzeugte Auftrieb sich beiderseits aufhebt. Die Kugel *B* ist evakuiert und nur so weit mit Luft gefüllt, daß sie als Ganzes möglichst unmagnetisch wird, also auch von dem etwa 2000 Gauß betragenden ungleichmäßigen Felde eines Elektromagnets kaum eine Einwirkung erleidet. Die ganze Anordnung einschließlich eines empfindlichen Thermometers befindet sich innerhalb eines entsprechend gebauten Glasgefäßes, das mit dem zu untersuchenden Gase gefüllt werden kann. Ist dies diamagnetisch, so erscheint die Kugel nunmehr paramagnetisch, wird also in das Feld des Magnets hineingezogen, und die erfolgte Drehung des Waagebalkens kann mit Spiegel und Skale genau abgelesen werden; bei Einführung von paramagnetischen Gasen würde im Gegensatz dazu die Kugel natürlich diamagnetisch erscheinen und eine Abstoßung erfahren. — Zur Eichung der Anordnung wurde Luft verwendet, deren Volumenssuszeptibilität nach Také Soné bei 0° und 760 mm Druck zu $0,0308 \cdot 10^{-6}$ angenommen wurde. Die hauptsächlichste Fehlerquelle bestand im Anstieg der Temperatur infolge der Erwärmung der Magnetisierungsspulen des Elektromagnets, die möglichst genau in Rechnung gezogen werden mußte. Bei der Schwierigkeit der ganzen Beobachtung schätzt der Verf. trotz der Empfindlichkeit der Anordnung seine Fehlergrenze auf etwa $\pm 6\%$. Es ergab sich nun, daß die molekulare Suszeptibilität der beobachteten Stoffe in manchen Fällen innerhalb der Versuchsfehler mit der entsprechenden im flüssigen Zustand, wie sie sich aus den Messungen von Henrichsen, Pascal, Meslin, Koenigsberger usw. ergab, vollständig übereinstimmte, in anderen wieder nicht unbedeutlich höher war. Das letztere war besonders bei CS_2 und C_6H_6 der Fall, wo noch eine Kontrolle nach anderer Methode wünschenswert erschien. — Derartige, in der zweiten Abhandlung beschriebene Kontrollversuche beruhten auf der bekannten Tatsache, daß ein dia- oder paramagnetischer, in einem inhomogenen Felde aufgehängter Stab sich senkrecht bzw. parallel zu den Kraftlinien des Feldes zu stellen sucht, und daß die Größe des Drehmoments von der Suszeptibilität des den Stab umgebenden Gases oder Dampfes abhängt. Aus der Größe des mit Spiegel und Skale zu messenden Torsionswinkels läßt sich dann unter Vergleich mit den entsprechenden Verhältnissen bei Verwendung von Luft und Vakuum die Suszeptibilität der zu untersuchenden, den Stab umgebenden Gase oder Dämpfe bestimmen. Es ist leicht ersichtlich, daß der Effekt am größten und saubersten sein wird, wenn das sich drehende Stäbchen aus vollkommen unmagnetischem Material besteht und möglichst leicht ist. Der Verf. erreichte dies dadurch, daß er zu beiden Seiten eines Röhrchens aus diamagnetischem Glase zwei entsprechende Röhrchen aus paramagnetischem Glase anordnete und den noch verbliebenen Rest von Diamagnetismus durch ein Aluminiumstück von geeigneter Gestalt und Größe kompensierte. Das mit einem Ablesespiegel versehene System hing innerhalb eines evakuierbaren Glasgefäßes an einem Torsionskopf, durch den es in die geeignete, empfindlichste Stellung zum Felde gebracht werden konnte. Das Glasgefäß ließ sich mit den zur Untersuchung gelangenden Dämpfen füllen und mittels einer umgebenden, von Wasser durchströmten Röhrenspirale auf wenige hundertstel Grad konstant halten. Wegen der Einzelheiten der Apparatur und der Messungen muß auf das Original verwiesen werden. Als Vergleichsobjekt diente wieder trockene Luft (s. oben). — Die Ergebnisse der früheren und der jetzigen Messungen für den dampfförmigen Zustand stimmen gut überein und bestätigen im allgemeinen die schon oben erwähnten größeren Abweichungen für einige Stoffe im flüssigen und dampfförmigen Zustand, während für die meisten die Abweichungen noch innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegen, deren Größe nach Schätzung des Verf. bis zu 8% ansteigen kann. *Gumlich.*

H. Freese. Über die Magnetisierbarkeit dünner Manganschichten. Phys. ZS. **29**, 191—197, 1928, Nr. 7. Die Frage nach der wahren magnetischen Natur des Mn ist noch nicht mit Sicherheit gelöst, wie ja auch eine in jeder Beziehung scharfe Trennung von ferro- und paramagnetischen Körpern zurzeit noch schwer durchführbar ist. Der Verf. stellt nun auf drei verschiedene Arten, nämlich durch Elektrolyse, durch Zerstäuben und nach der Methode von Kuh (Dissertation Zürich 1911) dünne Schichten von reinstem Mn teils auf Glas, teils auf Kupferunterlage her, die teilweise auch mit H behandelt und bis zu verschiedenen hohen Temperaturen erhitzt wurden, aber die Messungen der Suszeptibilität nach der für paramagnetische Körper hinreichend empfindlichen Anziehungsmethode (vgl. das Original) ergaben keine direkt ferromagnetische Modifikation des Mn, wie sie Weiss und Kuh gefunden zu haben glaubten, vielmehr lagen die Werte für die spezifische Suszeptibilität in der normalen paramagnetischen Größenordnung von $\chi \sim 10^{-5}$.

Gumlich.

Paule Collet et Francis Birch. Sur les moments magnétiques de l'ion cuivrique. C. R. **186**, 499—501, 1928, Nr. 8. Vom magnetischen Moment des zweiwertigen Cu liegen bisher nur ungenügende Messungen vor; zudem kennt man die ausgesprochene Neigung des gelösten Cu zu Ionenkomplexen, die Träger verschiedener Momente sein können, wie auch die Tatsache, daß bei festen Salzen auch dasselbe Atom verschiedene Atommomente annehmen kann, so daß zu fürchten ist, daß gerade beim Cu die Einfachheit der Erscheinung durch die Wirkung der Mischung der verschiedenen Träger überdeckt wird. Die Verff. bestimmen nun in der allgemeinen Curieschen Beziehung $\chi (T - \vartheta) = C$, bei welcher χ die spezifische Suszeptibilität, T die absolute Temperatur, ϑ die Temperatur des Curieschen Punktes und C eine Konstante bezeichnet, durch Messungen der Suszeptibilität bei verschiedenen Temperaturen den Curiepunkt ϑ , die Konstante C und, mittels der Beziehung $n = \frac{3RC}{1123,5}$, die Zahl n der Weiss-schen Magnetonen. Sie finden für die letzteren zumeist den Wert 10, einmal den Wert 9 und mehrfach Werte zwischen 9 und 10, ohne entscheiden zu können, ob etwa der Wert 9,60 einem der Momente von Cu^{II} entspricht, oder ob er durch Mischung von Trägern verschiedener Momente bedingt ist.

Gumlich.

H. Benndorf und A. Székely. Über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen. Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn G. J. Elias. Jahrb. d. drahtl. Electr. **31**, 43—45, 1928, Nr. 2. Verff. leiten die Salpeterschen Formeln für die Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases nochmals einfacher ab und weisen darauf hin, daß die abweichenden Resultate von G. J. Elias (Jahrb. d. drahtl. Electr. **27**, 66, 1926) auf einer unrichtigen Art der Abzählung der Ionen, die eine bestimmte freie Weglänge besitzen und innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls ihren letzten Zusammenstoß erfahren haben, beruhen. Da die Unterschiede gegenüber den Eliasschen Werten nicht allzu groß sind, können die Folgerungen von Elias in allen wesentlichen Punkten aufrechterhalten werden.

Baumann.

A. Betz. Eine anschauliche Ableitung des Biot-Savartschen Gesetzes. ZS. f. angew. Math. u. Mech. **8**, 149—151, 1928, Nr. 2. Das Biot-Savartsche Gesetz gibt den Einfluß wieder, den ein Stück eines elektrischen Leiters auf das umgebende magnetische Feld bzw. ein Stück eines Wirbelfadens auf das umgebende Geschwindigkeitsfeld bedingt. Da solche Stücke von Leitern bzw. Wirbelfäden für sich allein nicht existieren, so wird die Frage aufgeworfen,

was man sich physikalisch unter dieser Aussage des Biot-Savartschen Gesetzes vorstellen kann. Es wird gezeigt, daß man sich von den Enden des Leiter- bzw. Wirbelstückes eine Fortsetzung desselben in der Weise vorstellen kann, daß sich dort der Strom führende Leiter (bzw. der Wirbel) in radiale, gleichmäßig verteilte Teileiter (Teilwirbel) aufspaltet. Beim Zusammensetzen von Leiter- (Wirbel-) Stücken heben sich diese räumlich verteilten Ströme (Wirbel), welche von der Verbindungsstelle ausgingen, auf. Das Feld eines geraden, einseitig begrenzten Leiters mit einer derartigen Fortsetzung an seinem Ende läßt sich aus Symmetrieüberlegungen heraus leicht angeben. Es stimmt mit dem nach dem Biot-Savartschen Gesetz für ein gerades, einseitig begrenztes Leiterstück berechneten Felde überein. So ergibt sich aus dieser Vorstellung das Biot-Savartsche Gesetz und gleichzeitig eine physikalische Deutung seiner Aussage.

A. Betz.

Hans Schröder und Rudolf Manke. Messungen der Eigenschwingung von Flachspulen. *ZS. f. Fernmeldetechn.* 8, 39—45, 49—59, 1927, Nr. 3. Die Eigenschwingungen von kapazitätsarm gewickelten Flachspulen wurden durch Überlagerung eines Kurzwellenhauptsenders mit der längeren Welle eines Hilfssenders gemessen. Um eine möglichst große Unabhängigkeit bei der Messung der Resonanzlage der Spule von Beeinflussung durch den Hauptsender zu gewährleisten, wurde dem aperiodischen Detektorkreis, in welchem ein hochempfindliches Zeigergalvanometer als Indikator lag, die symmetrische Form von Giebe und Alberti gegeben. Der wahrscheinliche Fehler des Mittelwertes der Wellenlängen betrug in keinem Falle mehr als 0,5 %, meist war er bedeutend kleiner. Da die zur Berechnung der Induktivität herangezogenen Formeln (Esau, Korndörfer) versagten, wurde darauf verzichtet, die Induktivität formelmäßig zu erfassen, und nur ihre quadratische Zunahme mit der Windungszahl, lineare Zunahme mit der Wicklungsfläche vorausgesetzt. Für die Berechnung der Kapazität wurden mittels einer Zerlegung in Teilkapazitäten Formeln abgeleitet, in welche die Wicklungsdaten und die Dielektrizitätskonstanten von Drahtisolation und Wicklungskörper eingehen. Die Auflösung der Kapazitätsgleichungen nach den verschiedenen Variablen und ihre Diskussion, ferner die Messungen ergaben als Richtlinien für den Bau von Korbbodenspulen folgendes: 1. Die Einschnittzahl ist zwischen 13 und 19 zu halten. 2. Die Materialdicke ist möglichst klein zu wählen (1 mm). 3. Die Innenfläche (unbewickelte Fläche) ist möglichst klein zu halten. Die Maßnahmen 1 bis 3 sind zur Erreichung einer möglichst hohen Induktivität und kleinen Kapazität wesentlich. 4. Der Drahtdurchmesser ist nicht größer zu machen, als durch die höchste zulässige Dämpfung bedingt wird. — Die Kapazität der gemessenen Spulen bewegte sich zwischen 2 und 9 cm. *Sewig.*

Mieczysław Jeżewski. Über Resonanz in einem Schwingungskreise mit parallelgeschaltetem Widerstand. *Krakauer Anzeiger (A)* 1927, S. 219—227, Nr. 4/5; *ZS. f. Phys.* 43, 442—448, 1927, Nr. 5/6. Verf. untersucht theoretisch den Resonanzvorgang in einem Schwingungskreis, zu dessen Kapazität ein Ohmscher Widerstand parallel liegt. Nach ihm findet entgegen den Resultaten früherer Forscher (Lattey, Walden, Ulich, Werner) durch den Widerstand eine scheinbare Abnahme der Kapazität des Schwingungskreises statt. Den Gegensatz führt er auf die frühere annäherungsweise Lösung des Problems zurück.

Baumann.

L. Graetz. Hochfrequenztechnik; bearbeitet von Fr. Lange, W. Runge, H. Roder, W. Buschbeck. Mit 171 Figuren im Text. V u. 127 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1928. Inhalt: Fr. Lange: Strahlung und Wellenausbreitung. — W. Runge: Hochfrequenzgeräte, Elemente. —

Fr. Lange: Funksender und Lichtbogen. — H. Roder: Maschinensender. — W. Buschbeck: Röhrensender. — W. Runge: Empfang. — Fr. Lange: Funkpeilung. *Scheel.*

A. Meissner. Piezo-electric crystals at radio frequencies. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 281—296, 1927, Nr. 4. *A. Scheibe.*

Yasukazu Namba and Shôgo Namba. Study on the operation of the multi-vibrator. Res. Elektrot. Lab. Tokyo Nr. 218, 7 S., 1927. Die Verff. untersuchen experimentell den Multivibrator in der Schaltung nach Abraham und Bloch und besprechen die Resultate in Hinsicht auf die Theorie, die eine Formel für die Abhängigkeit der Frequenz von den Kapazitäten, Widerständen und der Röhrenkonduktanz ergibt. Zahlreiche Kurven geben die experimentelle und die theoretische Abhängigkeit der Frequenz von diesen Parametern wieder. Oszillogramme lassen die Kurvenform des Wechselstromes erkennen. *A. Scheibe.*

E. H. W. Banner. The valve filament at constant voltage. Journ. scient. instr. 4, 317—324, 1927, Nr. 10. 1. Teil. Wird dem Glühfaden einer Elektronenröhre Strom entnommen, so ändern sich im allgemeinen Heizstrom und Heizspannung durch den überlagerten Emissionsstrom. Zunächst werden die verschiedenen Schaltungsmöglichkeiten von Heizstromquelle, Vorschaltwiderstand und Strommesser bei verändertem Anschluß der Anodenrückleitung systematisch untersucht. Im Falle eines Spannungsteilers parallel zum Heizfaden findet Verf. eine Stellung des Schleifkontaktes mit der Anodenrückleitung, bei welcher die Änderungen beider Heizinstrumente gleichzeitig verschwinden. Meist war diese Stellung in etwa 0.3 der Länge vom negativen Ende ab. Die Fadentemperatur nimmt bei Entnahme des Emissionsstromes ab. *Bareiss.*

Erich Braun. Über den Einfluß der Röhrenkapazitäten auf die Wellenlänge eines rückgekoppelten Röhrensenders. Jahrb. Phil. Fak. Würzburg 1921/22, II. Teil, S. 3—5. Die von einem Röhrensender gelieferte Frequenz stimmt bei kurzen Wellenlängen nicht überein mit der nach der Thomsonschen Formel aus den Daten des Schwingungskreises berechneten Frequenz. Als Ursache der Abweichung werden die inneren Röhrenkapazitäten erkannt. Vergleiche mit der von Harms durchgeführten Theorie geben eine Bestätigung. *Bareiss.*

Eugene Peterson and Clyde R. Keith. Grid Current Modulation. Bell Syst. Techn. Journ. 7, 106—139, 1928, Nr. 1. Die Eigenschaften eines Gitterstrommodulators werden erörtert, bei dem bei stärkster Modulation des Gitterstromes die maximale Ausgangsleistung auf das Achtfache, der Leistungswirkungsgrad auf das Fünffache, das Verhältnis der Seitenbandausgangs- zur -eingangsleistung auf das Dreifache gesteigert wird. Die Trägerwelleneingangsleistung muß für den Gittermodulator zwar größer sein als für den normalen Anodenmodulator, ist aber meist ohne weiteres vorhanden. — Die verbesserte Wirkungsweise wird durch eingehende theoretische Untersuchung der Grundvorgänge, unter Zuhilfenahme angenäherter mathematischer Analyse, sowie entsprechende Anwendung der Ergebnisse auf die Konstruktion von Röhren, Übertragern, Filtern und dergleichen erreicht. Wesentlich ist, daß bei dem neuen Gittermodulortyp die Modulation im Anodenkreis vermindert, dadurch die Verkleinerung der Gitterkreisseitenbänder infolge der Phasenungleichheit im Gitter- und Anodenkreis vermieden und bewirkt wird, daß der Gitterkreis als Modulator, der Anodenkreis nur als Verstärker arbeitet. Die zur maximalen Spannungs- und Modulations-

wirksamkeit nötige Seitenbandspannung wird durch Verwendung von Scheinwiderständen im Gitterkreis erreicht, die für die erwünschten Seitenbandfrequenzen hoch sind. — Im einzelnen werden die verschiedenen Vakuumröhrenmodulatoren, die Möglichkeiten für eine möglichst wirksame Modulation kurz besprochen, die Bedeutung der einzelnen Kreisbestandteile für die modulierende Verstärkung, Pegel, Anodenleistungswirkungsgrad, Qualität, Stabilität, Eingangs- und Ausgangsscheinwiderstände und Trägerwellenunterdrückung, ihre Beziehung zueinander untersucht, die Vorzüge des neuen Typs entwickelt und mit dem gebräuchlichen Anodentyp verglichen. Es wird untersucht, wodurch das Maximum der Ausgangsleistung bei kleinen Eingangsleistungen, wodurch Erhöhung des Ausgangspegels für große Eingangsleistungen zu erreichen ist, wie die Verhältnisse sich bei verschiedenen Gitterwechselspannungen gestalten, wie groß der Einfluß der Einzelheiten der Gittercharakteristik sowie der Verstärkungsfrequenzcharakteristik ist, wie die Scheinwiderstände beschaffen sein müssen, damit man die besten Ergebnisse bei Gittermodulation erhält, wie die Scheinwiderstände der Anschlußapparate, die Ein- und Ausgangsübertrager, wie sich Reflexion, Rückkopplung, Trägerwellen- und Zeichenamplituden auswirken, wie man hochwertige Sprachübertragung erhält; ferner wird auf Spulenleitungen, Bandfilter, Verzögerungsspulen, den Einfluß von Harmonischen usw. eingegangen. Bei den für die Unterdrückung des Trägerstromes und eines Seitenbandes nötigen „abgeglichenen Röhrenkreisen“ (Filterkreisen und Brückenschaltungen), bei denen durch doppelten Abgleich mehr als die doppelte Ausgangsleistung erreicht werden kann, werden für den „konjugierten“ und den „gemeinsamen Eingangstyp“ — je nach dem Eingangsweg der Zeichen- und Trägerwellen (Reihenweg, Nebenschlußweg) — die Vorteile und Besonderheiten untersucht; aus Kurven, die an einem konjugierten Eingangsgittermodulator aufgenommen worden sind, ist die Wirksamkeit der einzelnen Kreisteile unter verschiedenen Versuchsbedingungen zu ersehen, sowie ein direkter Vergleich mit dem Anodenmodulator-typ möglich. Vergleichende Hörmessungen, die ausgeführt wurden, um die Güte des Gitterstrommodulators zu zeigen, geben eine ungefähr um 10 T. U. größere Belastungsfähigkeit für den Gittertyp innerhalb eines großen Bereichs von Eingangsamplituden bei etwa der gleichen Qualität.

Spieess.

Balth. van der Pol. Enkele physische beschouwingen over ultrakorte golven, mede in verband met de uitzendingen van het Philips' radio-laboratorium. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 3, 161—184, 1928, Nr. 6. Eine Erörterung in großen Zügen der bisherigen Untersuchungen über Emission, Transmission und Empfang der ultrakurzen Wellen. Daraus sei nur hervorgehoben: Verf. gibt Eccles nicht zu, daß die Amateure die wichtigen Eigenschaften der kurzen Wellen über große Entfernungen entdeckt haben. Er schreibt diese Entdeckung Marconi (mit Franklin) zu, indem auch andere Physiker die Entdeckung mit vorbereitet haben. Verf. ist einverstanden mit der Einführung der Einheit „Hertz“ (eine Periode pro Sekunde), weil darin nicht, wie bei der Wellenlängenangabe, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit einbegriffen ist. Die Periodenzahl der kurzen Wellen ist so groß, daß eine Triode nur noch eben zum Empfang genügt. Wäre die Periodenzahl nur noch etwas größer, so würde ein Elektron, welches die Kathode verlassen hat, schon unterwegs zurückkehren. Der Widerstand von Kupferdrähten für diese Wechselströme ist sehr groß, z. B. 36mal so groß wie der Gleichstromwiderstand, wenn $\lambda = 15$ m und der Durchmesser 2 mm ist und 360 mal für einen Durchmesser von 2 cm. Legt man zwei Drähte von 2 mm Durchmesser und 1 m Länge parallel aneinander, so kann die Kapazität einen Widerstand von 12000 Ω hervorbringen. Zwei Amperemeter,

in 1 m Entfernung in einen Draht geschaltet, können verschiedene Angaben liefern, weil ein Teil des Stromes unterwegs den Draht kapazitiv verläßt. Viel leichter als bei kleineren Periodenzahlen findet bei diesen großen ein Funkenüberschlag statt. Des weiteren gibt Verf. eine kurze Übersicht über die Untersuchungen betreffs der Bewegung und Reflexion der Strahlen in der Atmosphäre. Diese enthält aber nur Dinge, welche auch anderswo veröffentlicht sind.

Kolkmeijer.

B. D. H. Tellegen. Eindversterkerproblemen. Tijdschr. Nederl. Radiogen. 3, 141—160, 1928, Nr. 6. Die Kombination Lampe—Lautsprecher soll den nachfolgenden Forderungen genügen: I. Qualität: Alle Frequenzen gleichmäßig wiederzugeben. II. Verstärkung: Maximales Lautvermögen bei gegebenem Spannungswechsel auf dem Gitter der Lampe. III. Quantität: Maximales Lautvermögen bei Vollbelastung der Lampe. IV. Ökonomie: Dabei geringstmöglicher Spannungs- und Stromverbrauch. Verf. berechnet für jede dieser vier Forderungen die Bedingungen und findet, daß diese einander zum Teil widersprechen. Er sucht dann ein bestmögliches Kompromiß. Betreffs I. leitet Verf. die Bedingung ab: der Strom durch den Lautsprecher soll möglichst genau der Spannung am Gitter der Lampe folgen. Dazu soll der innere Widerstand der Lampe groß sein. Betreffs II. kommt er zu derselben Bedingung. Dagegen fordert III. einen kleinen inneren Widerstand. Man kann nun dieser Bedingung genügen, indem man zwischen Gitter und Anode ein zweites Gitter mit konstantem positiven Potential anbringt. Es kann dann in dieser Tetrode aber (ebenso wie in einer Triode) durch die Erhitzung der Anode noch ein sekundärer Elektronenstrom auftreten. Diesen Strom kann man vermeiden, indem man durch Anbringen eines dritten Gitters nahe an der Anode, welches mit der Mitte des Glühdrahtes verbunden ist, ein Potentialminimum zwischen dem Schirmgitter und der Anode entstehen läßt. An einer so zusammengesetzten Penthode hat Verf. die Charakteristiken bestimmt. Das dritte Gitter war hier nicht mit dem Glühdraht verbunden, doch legte man daran verschiedene Spannungen. In den Figuren sieht man deutlich, daß es am besten ist, wenn das dritte Gitter mit dem Glühdraht verbunden ist. Als B 443 und D 143 werden diese Penthoden von der „Philips Radio“ geliefert: Verstärkungsfaktor 100, Steilheit 1,8 mA/Volt. Bei 150 Volt auf Anode und Schirmgitter braucht man nur 15 Volt negativer Gitterspannung, Anodenstrom 12 mA. Am besten benutzt man dann einen Lautsprecher mit 2000 bis 3000 Ω Gleichstromwiderstand oder 3000 bis 5000 Ω , wenn man den Lautsprecher nicht mit Gleichstrom speist.

Kolkmeijer.

E. C. Wentz and A. L. Thuras. A High Efficiency Receiver for a Horn-Type Loud Speaker of large Power Capacity. Bell Syst. Techn. Journ. 7, 140—153, 1928, Nr. 1. Beschreibung eines Lautsprechersystems, das in einem Trichterlautsprecher eine Aussteuerung von 30 Watt ermöglicht, während man sonst nur etwa 5 Watt maximal erreicht. — Die meisten Trichterlautsprecher vermögen hohe Frequenzen nicht mit genügender Lautstärke wiederzugeben, hauptsächlich weil die an verschiedenen Stellen der Membran erzeugten Erregungen die Kehle des Trichters nicht mit gleicher Amplitude und Phase treffen. Dem kann man dadurch abhelfen, daß man das Luftpolster so anlegt, daß die Phasendifferenzen möglichst klein werden, und die Membran so ausbildet, daß sich die Art ihrer Bewegung mit der Frequenz nicht ändert. Außerdem muß der „akustische Widerstand“ sich möglichst dem eines idealen Trichters annähern. Die Membran wurde nun, damit sie sich ähnlich wie ein Stempel bewege, Amplitude und Phase für die ganze Oberfläche also fast gleich werden, so ausgestaltet, daß ihre Bewegungen durch ein etwa kugelsektorförmiges Stück auf das Luftpolster

übertragen werden, wobei die Schwingungen den Trichter ringförmig und bis zu den höchsten Frequenzen fast in der gleichen Phase erreichen, ohne durch eine verengte Stelle durchtreten zu müssen. Hierbei kann man sehr große Membranen verwenden, so daß über ein großes Frequenzbereich große Lautstärke erzielt werden kann; die Grenze der unterdrückten Frequenzen wird auf diese Weise fast auf das Doppelte erhöht. Die an der äußeren Kante der Membran befestigte Erregerspule besteht aus einer Lage hochkant gewickelten, lackisolierten Aluminiumbandes von 0,38 mm Breite und 0,05 mm Dicke; ihr Scheinwiderstand ändert sich nur wenig mit der Frequenz. Da 90 % ihres Volumens aus Metall bestehen, wird die Wärme leicht abgeführt; auch der kleine Abstand von den Polschuhen begünstigt die Zerstreung der Wärme. Das zentrale Polstück ist zur Verhütung der Rückwirkung eines Luftkissens auf die Membran durchbohrt. Der für die üblichen Systeme bei Sprachfrequenz etwa 1 % betragende Wirkungsgrad ergab sich bei dem neuen System aus der Bewegungsimpedanz wie auch aus Schalldruckmessung zu etwa 50 %; mit einem solchen Lautsprecher läßt sich also in Verbindung mit einem fünf- bis sechsfachen Spezialverstärker die 250- bis 300fache Lautstärke bei guter Wiedergabe erzielen wie mit einem der bisherigen. Es können etwa 30 Watt in die Spule geschickt werden; bei einem Wirkungsgrad von 50 % würde die Ausgangsleistung also etwa 15 Watt betragen. Bei Serienherstellung wurde ein Wirkungsgrad von 30 % erreicht. — Nach diesen Überlegungen und nach Modellversuchen fabrikationsmäßig hergestellte Lautsprecher werden in „Vitaphone“- und „Movietone“-Einrichtungen verwendet.

Spieess.

H. D. Oakley. Quantitative Determination of Radio Receiver Performance. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 46, 568—572, 1927, Nr. 6. Die Arbeit beschäftigt sich mit der Aufnahme der Gesamtcharakteristik eines Empfängers, was eine viel schwierigere Aufgabe darstellt als die Untersuchung der getrennten Einzelteile. An die Apparatur müssen die folgenden Bedingungen gestellt werden: 1. Es muß an die Eingangsklemmen des Empfängers eine mit den normalen Betriebsbedingungen in Charakter und Größe vergleichbare hochfrequente Spannung angelegt werden; 2. die Prüfapparatur muß so konstruiert und angeordnet sein, daß der Empfänger durch das Signal in bekannter Weise beeinflußt wird und keinen unbekannten Streueffekten unterworfen ist; 3. die Prüfbedingungen müssen so gewählt werden, daß der Empfänger durch keine anderen elektrischen Störungen als durch das Prüfsignal beeinflußt wird. — Die Apparatur besteht aus einem Signalgenerator, einer Stromregulierungs- und Meßeinrichtung, einem Spannungsabschwächer, einer Ersatzantenne und einem Ausgangsvoltmeter. Der Signalgenerator ist ein kleiner Rundfunksender mit Heisingischem Modulationssystem (Tonfrequenzbereich 40 bis 10000 Hertz, Hochfrequenzbereich 550 bis 1500 kHz). Der modulierte Hochfrequenzstrom durchfließt die Primärwindung eines Hochfrequenztransformators und induziert die Sekundärseite, die einen Kondensator, ein Hitzdraht-Milliamperemeter und den Spannungsabschwächer enthält. Der letztere ist eine spezielle Art von Selbstinduktion. Die Ersatzantenne hat eine effektive Höhe von 10 m. Das Ausgangsvoltmeter mißt den Effektivwert der tonfrequenten Spannung an den Endklemmen des Empfängers. Mit der Apparatur werden Empfindlichkeit, Selektivität und Qualität gemessen. Als Maß für die Empfindlichkeit wird das Verhältnis der Endspannung zur Eingangsfeldstärke bei verschiedenen Ausgangsspannungen bestimmt. Die Selektivität wird durch eine Kurve festgelegt, in der die zur Erreichung einer konstanten Endspannung nötige Eingangsfeldstärke als Funktion der Feldfrequenz aufgetragen ist. Verf. prüft die Qualität durch eine Kurve, in der unter Konstanthaltung der in der Antenne induzierten

Spannung und des Modulationsgrades die Endspannung als Funktion der Modulationsfrequenz aufgetragen wird. Die ideale Qualität wäre erreicht, wenn diese Kurve eine Parallele zur Abszissenachse wäre. Es wird auch noch eine Methode zur Bestimmung der Strahlung eines Empfängers angegeben. — Die Hauptresultate der Untersuchung sind die folgenden: 1. Die Empfindlichkeit variiert stark mit der Wellenlänge. 2. Ein schwaches Signal erzeugt eine Endspannung, die verhältnismäßig sehr viel kleiner ist als die durch ein stärkeres hervorgerufene. Dieser Übelstand rührt von der heute verwendeten Detektorart her. 3. Bei 560 kHz ist die Selektivität zu groß (Reduktion der Seitenbänder), so daß die Qualität darunter leidet. Bei 1000 und 1303 kHz ist die Selektivität eher zu gering. 4. Die Qualität der Empfänger steht noch sehr hinter dem Ideal zurück (Niederfrequenzverstärker, Lautsprecher, zu große Selektivität, Charakteristik des Detektors).
Baumann.

F. Kiebitz. Zur Erforschung der Ausbreitung elektrischer Wellen durch Beobachtung der Rundfunkteilnehmer. Dingers Journ. **343**, 53—58, 1928, Nr. 6. In Moabit wurde ein Kursweiser (Antennendrilling) aufgestellt und nach dem Verfahren der zusammenlaufenden Morsezeichen die Ausbreitung durch die Rundfunkteilnehmer beobachtet. Die Striche des Ausbreitungskreuzes ließen schwache Krümmungen erkennen und waren durchschnittlich um 10° versetzt. Bebautes Gelände zeigte sich für die Ausbreitung weniger günstig als unbebautes.
F. A. Fischer.

Tomozo Nakai. Long distance radio receiving measurements. Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 217, 22 S., 1927. Scheibe.

L. W. Austin. Long distance radio receiving measurements and atmospheric disturbances at the Bureau of Standards in 1925. Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 663—673, 1926, Nr. 5. Zusammenfassende Darstellung der vom Bureau of Standards im Jahre 1925 durchgeführten Messungen über die Intensität langer Wellen bei der drahtlosen Telegraphie auf große Entfernungen und die dabei auftretenden atmosphärischen Störungen. Aus den Messungen werden folgende Schlüsse gezogen: Während der trockenen Jahreszeit, wahrscheinlich vom 15. Januar bis 1. April, stammten die atmosphärischen Störungen in Balboa und Colon fast ausschließlich vom südamerikanischen Festlande. Wenn die lokalen Stürme beginnen, überwiegen die Störungen von den niedrigen Gebirgen des Isthmus. Das verschiebt die Störungsrichtung von Balboa häufig von Südost nach Nord. In Colon ändert sich die Störungsrichtung nicht, da die Berge ebenfalls südöstlich von Colon liegen. Im Hochsommer, in dem wahrscheinlich beträchtliche Störungen in Zentralamerika und Mexiko vorhanden sind, überdecken die lokalen Störungen des Isthmus diese fernen Störungen so weit, daß sie kaum zur Wirkung kommen. Infolgedessen haben Balboa und Colon von nördlichen Stationen aus in der trockenen Jahreszeit gleichmäßig guten gerichteten Empfang, in der übrigen Zeit dagegen ist der Empfang in Colon viel besser als in Balboa. Güntherschulze.

L. W. Austin. The present status of radio atmospheric disturbances. From the Smithson. Rep. for 1926, S. 203—208, 1927. Die Beobachtungsergebnisse können kurz folgendermaßen zusammengefaßt werden: 1. Die atmosphärischen Störungen sind größer auf längeren Wellen. 2. Lokale Störungen ausgenommen, sind sie fast immer am Nachmittag und in der Nacht stärker; auf höheren Frequenzen sind sie fast allein in der Nacht bedeutend. 3. Sie sind im Sommer stärker als im Winter; 4. stärker im Süden als im Norden;

5. stärker auf dem Lande als über dem Meere. 6. Ein großer Teil von ihnen scheint gerichtet zu sein und kommt aus bestimmten Gebieten, wie Bergketten, Regen-gebieten oder Gewittern. 7. Es ist ziemlich wahrscheinlich, daß wenigstens die langwelligen Störungen sich mit praktisch vertikaler Wellenfront längs der Erde ausbreiten; 8. daß ein beträchtlicher Teil oszillatorischen Charakter hat, obwohl es auch nicht-oszillatorische gibt, die die Antenne auf allen Wellenlängen erregen; 9. daß Störungen oft gleichzeitig an verschiedenen Stationen auftreten, die Tausende von Kilometern auseinanderliegen. — Es ist keineswegs sicher, daß Gewitter immer die Ursache der Störungen sind. Nach C. T. R. Wilson kämen auch Entladungen von Gewitterwolken nach den oberen Schichten der Atmosphäre in Betracht. W. Watt schließt, daß in Europa nur bei 35 % aller Fälle Gewitter für die Störungen verantwortlich sind. Nach Bureau sind in Frankreich viele Störungen mit dem Vorrücken von Polarfronten verknüpft und werden verstärkt, wenn diese Luftströmungen mit Bergketten in Berührung kommen. An der atlantischen Küste der Vereinigten Staaten scheinen die Hauptstörungen von SW zu kommen, im mittleren Westen scheint keine Richtung bevorzugt zu sein. In San Franzisko und San Diego liegen die Störungszentren hauptsächlich in den benachbarten Küstengebirgen. Es ist ziemlich sicher, daß die Intensität der Störungen mit dem jährlichen Stand der Sonne zusammenhängt. Die Frage nach der Wellenfront der Störungen ist noch nicht abgeklärt. *Baumann.*

J. H. Dellinger, C. B. Jolliffe and T. Parkinson. Cooperative measurements of radio fading in 1925. *Scient. Pap. Bureau of Stand.* **22**, 419—450, 1927, Nr. 561. Die Analyse von etwa 150 Fadingregistrierungen, an denen 23 Laboratorien in verschiedenen Punkten der nordöstlichen Vereinigten Staaten und Kanada mitarbeiteten, haben schon früher bekannte Eigenschaften des Fadingeffektes bestätigt und führten dazu noch zu folgenden Schlüssen: 1. Das Verhältnis von Nacht- zu Tagesintensität steht in einer logarithmischen Beziehung zur Distanz. Diese Beziehung gibt einen quantitativen Hinweis darauf, daß die bei Tage vorhandene Absorption durch den Boden nachts bisweilen verschwindet.

Setzt man H_d = Tagesintensität, H_0 = größte Nachtintensität und $r = \frac{H_d + H_0}{2 H_d}$,

so wird $\log_{10} (2r - 1) = 0,434 \beta d \sqrt{f}$, wo β den Absorptionskoeffizienten, d die Entfernung Sender—Empfänger in Kilometern und β die Frequenz der Welle in Kilohertz bedeutet. Aus den Beobachtungen läßt sich β leicht bestimmen. Die Gleichung gilt für alle Jahreszeiten. 2. Es existieren eine Reihe von Schwankungsmaxima und -minima in verschiedenen Entfernungen vom Sender. Das erste Maximum liegt bei etwa 100 km. 3. Die vorhergehenden Schlüsse, zusammen betrachtet mit dem Abklingen der Bodenwelle, zeigen, daß der Fading mit einer Periode von mehreren Minuten von der veränderlichen Absorption in den oberen Schichten der Atmosphäre herrührt. Der in Distanzen unter 200 km beobachtete Fading mit einer Periode von mehreren Sekunden stammt zum größten Teil aus Interferenzen zwischen der Bodenwelle und der Welle, die die Kennelly-Heaviside-Schicht passiert und verschiedene Intensitäts-, Phasen- und Polarisationsänderungen durchgemacht hat. 4. Es scheinen einige Anzeichen für eine Beziehung zwischen Richtungsänderungen und schnellem Fading vorzuliegen. Dies stützt die soeben erwähnte Ansicht, daß für den Fading mit einer Periode von wenigen Sekunden Interferenz verantwortlich zu machen sei, da einige dieser Interferenzeffekte sich auch als Richtungsänderungen geltend machen müßten. 5. Das Mittel einer Anzahl von Registrierungen, die während mehrerer Tage an verschiedenen Empfangsorten bei Sonnenuntergang vorgenommen wurden, zeigt etwa eine Stunde vor Sonnenuntergang ein Anwachsen der mittleren Intensität,

dann (mit Ausnahme der Nord-Süd-Übertragungen) eine leichte Abnahme vor oder während Sonnenuntergang am Empfangsort und darauf ein Ansteigen zu einem Nachtwert, der gewöhnlich eine oder zwei Stunden nach Sonnenuntergang erreicht wird. Dieser Wert braucht nicht das Nachtmaximum zu sein, das oft erst viele Stunden später auftreten kann. Bei Nord-Süd-Übertragungen scheint kein Nachlassen im Anstieg während des Sonnenuntergangs aufzutreten. Alle diese Erscheinungen stehen in Übereinstimmung mit einer von Kennelly (Proc. Inst. Radio Eng. 1, 39, 1913) und Nagaoka (Proc. math.-phys. soc. Tokyo 7, 428, 1914) aufgestellten Theorie. 6. Ähnlich wachsen auch die Schwankungen an, etwa eine Stunde vor Sonnenuntergang, nehmen dann bei oder nahe bei Sonnenuntergang am Empfangsort gewöhnlich zu und wachsen dann zu einem Nachtwert an, der auch schwankt. 7. Ausgenommen die eben erwähnte tägliche Beziehung, besteht kein Zusammenhang zwischen Intensitäts- und Schwankungsänderungen. 8. Die maximale tägliche Intensität tritt etwa zur selben Zeit (im Dezember in den drei Stunden vor Sonnenaufgang) bei allen Empfangsorten innerhalb 500 km Entfernung vom Sender auf. (Dieser Schluß beruht auf einer einzigen 24stündigen Beobachtung.) 9. Es besteht kein bestimmter Zusammenhang zwischen Fading und Wetterlage, was auf Grund der während der Versuchsperioden aufgestellten Wetterkarten entschieden wurde. 10. Manchmal tritt etwa 15 bis 20 Minuten nach Sonnenuntergang ein spezieller periodischer Fadingtypus von großer Regelmäßigkeit auf, dessen Periodizität eine Beziehung zur Entfernung zwischen Sender und Empfänger zeigt, und der offenbar seinen Grund in einer Interferenzerscheinung hat. 11. Eine Sonnenfinsternis bewirkt Fadingbedingungen, die zwischen denen von Nacht und Tag lagen, ähnlich denen bei Sonnenuntergang. 12. Änderungen der Sendeenergie haben auf die charakteristischen Eigenschaften des Fading keinen Einfluß.

Baummann.

L. Graetz. Starkstromtechnik. Bearbeitet von H. Jungmichl, G. Reerink, J. Sessinghaus, H. Stössinger, M. Zorn. Mit 475 Figuren im Text. VIII u. 457 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1928. Das Buch ist eine Sonderausgabe des Abschnittes über Hochspannungstechnik aus dem soeben erschienenen 5. Band des „Handbuches der Elektrizität und des Magnetismus“, herausgegeben von L. Graetz. Behandelt werden hier besonders die Konstruktionen und die Berechnungen der elektrischen Maschinen für Gleich- und Wechselstrom, sowie die der Transformatoren nach den verschiedenen bewährten rechnerischen und graphischen Methoden. Außerdem sind die Umformer und Gleichrichter praktisch und theoretisch dargestellt. Auch die Schaltungen zur Stromversorgung, insbesondere zur Fortleitung, Regelung und Sicherung dieser Energieübertragung werden ausführlich behandelt. Inhalt: Hugo Stössinger: Gleichstrommaschinen, synchrone Wechselstrommaschinen. — Gerhard Reerink: Transformatoren, Asynchronmaschinen und Kommutatormaschinen. — Max Zorn: Umformer. — J. Jungmichl: Elektrische Gleichrichter. — J. Sessinghaus: Kraftwerke.

Scheel.

E. D. Doyle and E. H. Salter. Three Methods of Measuring Dielectric Power Loss and Power Factor. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 556—563, 1926, Nr. 6. Es werden drei Prüffeldmethoden für die Messung der dielektrischen Verluste und Winkelfehler von Kabeln angegeben und ihre Vor- und Nachteile besprochen. Im Anhang beschäftigt sich Verf. mit der Technik und den Fehlerquellen der Meßeinrichtungen.

Sewig.

John Basta and Frank Fabinger. Heating of Windings Determined from Tests of Short Duration. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 46, 1393—1403,

1927, Nr. 12. Für die Berechnung der Erwärmung der Wicklungen von elektrischen Maschinen, durch welche ihre Spitzenleistung mit bedingt ist, aus einer Stoßbelastungsprobe wurde bisher ein exponentieller Anstieg der Temperatur-Zeit-Kurve angenommen. Verff. leiten am Beispiel des Induktionsmotors eine Formel ab, die sich den vorliegenden Messungsergebnissen besser anschließt. *Sewig.*

J. D. Cockcroft. The effect of curved boundaries on the distribution of electrical stress round conductors. Journ. Inst. Electr. Eng. **66**, 385—409, 1928, Nr. 376. Durch Anwendung konformer Abbildung wird die Verteilung des elektrischen Feldes bei verschiedenen Leitern untersucht, die in der Hochspannungspraxis wichtig sind. Besonders wird der Einfluß der Abrundung der Kanten auf die Herabsetzung der Potentialdifferenzen an den Kanten quantitativ untersucht. Ferner wird die Abhängigkeit der Überschlagespannung von der Entfernung der Elektroden berechnet. Für die Kapazität coaxialer Zylinder von rechteckigem Querschnitt werden Näherungsformeln abgeleitet und ihre Anwendung auf Probleme der Wärmeleitung gezeigt. *Sewig.*

V. E. Pullin. Recent applications of x-rays. Journ. scient. instr. **5**, 41—47, 1928, Nr. 2. Die Zusammenfassung steht im Zusammenhang mit der 18. Jahresausstellung der physikalischen und optischen Gesellschaften. Die Zweige der Röntgenstrahluntersuchungen, denen zuletzt besondere Aufmerksamkeit gewidmet wurde, sind die Kristallanalyse und Röntgenstrahlspektroskopie. Die Untersuchung von Werkstoffen hat zu Apparaturen bis zu der vorläufigen Grenze von 300 kV geführt. Die höchste bis jetzt erreichte Durchleuchtungsdicke betrug $4\frac{3}{4}$ Zoll (etwa 12 cm) Stahl. Nach Aufzählung einer Reihe von im Betrieb befindlichen Spezialapparaturen für die Armee-Veterinärstation u. a. wird die bei steigender Spannung stark ansteigende Schwierigkeit der Streustrahlenbeseitigung erläutert. Der Arbeit sind einige vorzügliche Reproduktionen von Aufnahmen fehlerhafter Stücke, Debye-Scherrer-Aufnahmen von Armco-Eisen, Spektrogramme von α , γ - und $\alpha + \gamma$ -Eisen u. a. beigegeben. *R. Jaeger.*

F. Sauerbruch und W. O. Schumann. Nachweis elektrischer Felder in der Umgebung des Körpers. (Vorläufige Mitteilung.) Münch. Med. Wochenschr. **75**, 681—682, 1928, Nr. 16. Magnetfelder in der weiteren Umgebung lebender Wesen nachzuweisen, gelang nicht. Dagegen wurden mit Hilfe eines sehr empfindlichen Widerstandsverstärkers (ZS. f. techn. Phys. **9**, 16, 1928) in größerem Umkreis arbeitender Gliedmaßen elektrische Felder nachgewiesen. Die Effekte wurden bis zu einer Entfernung von mehr als 2 m von der Empfängerplatte beobachtet. Den registrierten Schwankungen des elektrischen Feldes liegen mit größter Wahrscheinlichkeit Ladungsänderungen in der Haut oder in ihr anliegenden Gebilden zugrunde. Über den Ursprung dieser elektrischen Wirkungen läßt sich noch nichts Abschließendes sagen. Die von Heydweiller 1902 beschriebene elektrische Feldwirkung des menschlichen Körpers auf ein Quadrantelektrometer stellt etwas grundsätzlich anderes dar. Einige Schwingungsbilder werden mitgeteilt. Die Frequenz der Schwankungen ist von der Größenordnung 0,1 Sek. *Güntherschulze.*

6. Optik aller Wellenlängen.

Thornton C. Fry. Plane waves of light. I. Electromagnetic behavior. Journ. Opt. Soc. Amer. **15**, 137—161, 1927, Nr. 3. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen, wird eine zusammenfassende Darstellung der Optik beliebiger Medien, besonders metallischer Leiter, gegeben. *A. Unsöld.*

Thornton C. Fry. Plane waves of light. II. Reflection and refraction. Journ. Opt. Soc. Amer. **16**, 1—25, 1928, Nr. 1. Die vorliegende Arbeit gibt im Anschluß an die vorhergehende (vgl. vorst. Ref.) eine eingehende Behandlung der Reflexion und Brechung an der Grenze zweier beliebiger Medien. Mehrere praktisch wichtige Fälle werden durch ausführliche Diagramme erläutert. *A. Unsöld.*

H. Chipart. La théorie électromagnétique de l'activité optique et le postulat de MacCullagh. C. R. **178**, 1969—1971, 1924, Nr. 24.

Güntherschulze.

Arthur H. Compton. Some experimental difficulties with the electromagnetic theory of radiation. Journ. Frankl. Inst. **205**, 155—178, 1928, Nr. 2. Es wird eine zusammenfassende Darstellung der für die Frage nach der Natur der Strahlung wesentlichen Experimente und Theorien (die Quantenmechanik ist meist noch nicht in den Kreis der Betrachtungen gezogen) gegeben. Die der klassischen Theorie entgegenstehenden Schwierigkeiten lassen sich in vier Rubriken einordnen: 1. Entstehung der Wellen, Oszillatoren; 2. Photoeffekt; 3. Comptoneffekt, Rückstoßelektronen; 4. Experimente über Wechselwirkung zwischen individuellen Quanten und Elektronen. An Erklärungen liegen außer der Wellentheorie vor: die Theorie der Lichtquanten (Verf. nennt sie im Anschluß an G. N. Lewis Photonen) und die Hypothese von Bohr-Kramers-Slater. Im folgenden sei eine kurze Zusammenstellung der eingehender diskutierten Erscheinungen gegeben: 1. Emission der Strahlung. Abhängigkeit der Röntgenstrahlenemission von der Richtung gegen den erzeugenden Kathodenstrahl. Scharfe Grenze des kontinuierlichen Spektrums. Absorption. 2. Photoeffekt. Einsteinsche Gleichung, Richtungsverteilung der Photoelektronen. Lage der Wellentheorie. „Voreilen“ des Verteilungsmaximums bei kurzen Wellen. 3. Streuung. Comptoneffekt. Absorptionsversuche. Wellenlängenänderung, Rückstoßelektronen, Theorie, unverschobene Linie. 4. Wechselwirkung zwischen Strahlung und einzelnen Elektronen. Bothes Koinzidenzversuch mit Fluoreszenzstrahlung. Gerichteter Charakter der Strahlung. Bothe-Geigerscher Versuch; schließt die Hypothese von Bohr-Kramers-Slater aus. Versuch von Compton-Simon über den Zusammenhang zwischen dem Ablenkungswinkel des Photons und der Richtung des Rückstoßelektrons beim Comptoneffekt. 5. Mögliche Fehlerquellen der besprochenen Experimente. 6. Kritische Betrachtung der Theorien. *A. Unsöld.*

A. Unsöld.

A. Forestier. (Préface de Marcel Boll.) L'énergie rayonnante. Tableaux synoptiques de l'Echelle des Longueurs d'Onde et des principales caractéristiques du rayonnement électromagnétique avec un résumé des théories actuelles. 2. Aufl., 73 S. Paris, Librairie Albert Blanchard, 1926. Das vorliegende Tabellarium der Strahlenphysik bietet in origineller knapper Form einen Überblick über das Gesamtgebiet der Wellen von den langwelligsten elektromagnetischen bis zu den kürzesten γ -Strahlen, wobei für jede Gruppe von Strahlen eine kurze Geschichte ihrer Entdeckung und die Herstellungs- bzw. Meßmethoden angegeben sind. Die letzten Angaben

über die Überbrückung des elektrischen und optischen Spektrums sind wohl wegen der noch ungenügenden Sicherheit nicht aufgenommen. Inzwischen ist es aber Dauvillier sowie Osgood gelungen, die Lücke zwischen kürzestem Ultraviolett und den langwelligen Röntgenstrahlen spektrometrisch auszufüllen.

R. Jaeger.

Eberhard Hopf. Zum Problem des Strahlungsgleichgewichts in den äußeren Schichten der Sterne. Strenge Lösung der singulären Integralgleichung von Milne. *ZS. f. Phys.* **46**, 374—382, 1928, Nr. 5/6. E. A. Milne hat das Problem des Strahlungsgleichgewichts in einem planparallel geschichteten, von seiner (ebenen) Oberfläche sich ins Unendliche erstreckenden Medium auf die Behandlung der singulären Integralgleichung

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t) dt, \quad K(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi$$

zurückgeführt. Es wird gezeigt, daß dieselbe eine strenge positive Lösung besitzt, d. h. daß Strahlungsgleichgewicht in jenem Medium möglich ist, und daß Milnes Approximationen sehr gute sind.

E. Hopf.

K. Gentil. Die Behandlung der optischen Täuschungen im Physikunterricht. *ZS. f. math. u. naturw. Unterr.* **59**, 57—61, 1928, Nr. 2. [S. 1274.]

Böttger.

A. Biot. Sur les prismes à toit. *Ann. de Bruxelles (B)* **48**, 5—13, 1928, Nr. 1. Die Tatsache, daß ein nicht in der Symmetrieebene verlaufender Hauptstrahl beim Durchgang durch ein Dachkantprisma um den doppelten Betrag der Seitenverschiebung des Prismas parallel zu sich selbst verschoben wird, kann dazu benutzt werden, die Größe eines Gegenstandes zu messen in derselben Weise, wie man es sonst durch neigbare Planparallelplatten auszuführen gewohnt ist. Im Falle, daß der Prismenwinkel nicht genau 90° ist, ergibt sich, wie bekannt, ein Doppelbild, doch ist eine bestimmte Fehlergröße noch zulässig, die durch die angewendete Vergrößerung gegeben ist. Einige Bemerkungen über die Möglichkeit der Prüfung und den Einfluß der Fehler des bei Autokollimation notwendigen Spiegels sind angefügt.

H. R. Schulz.

T. Smith. On toric lenses. *Trans. Opt. Soc.* **29**, 71—87, 1927/28, Nr. 2. Ein achsenzentriertes System von torischen Linsen besitzt im allgemeinen zehn unabhängige Grundkoeffizienten (primordial coefficients), d. h. bezüglich der Gaußschen Abbildung. Eine einzelne Fläche hat nur drei Freiheitsgrade, und diese Zahl gilt auch für ein beliebiges System mit zu vernachlässigender axialer Tiefe. Es werden Formeln für die Berechnung der zehn Koeffizienten gegeben, welche nur dann alle unabhängig sind, wenn das System mindestens drei getrennte torische brechende Flächen enthält, deren Hauptkrümmungsebenen zueinander endlich geneigt sind. Ein Auge, dessen Cornea und dessen Kristalllinse astigmatisch sind bei verschiedenen Hauptkrümmungsmeridianen, hat mehr unabhängige Koeffizienten, als ein Brillenglas wahre Freiheitsgrade. Es folgt eine Diskussion über die Art und Bedeutung der unvermeidbaren Restabweichungen beim zentralen Blicken, wenn solch ein Auge durch eine torische Linse korrigiert wird. *Flügge.*

T. Smith. Canonical forms in the theory of asymmetrical optical systems. *Trans. Opt. Soc.* **29**, 88—98, 1927/28, Nr. 2. Larmors Theorem besagt, daß ein beliebiges optisches System äquivalent zwei dünnen astigmatischen

Linsen ist, die passende Stellen einnehmen. Verf. beweist auf mathematischem Wege, daß dieses Theorem falsch ist, sondern zeigt, daß drei getrennte astigmatische Linsen für die Äquivalenz des allgemeinen Systems erforderlich sind. *Flügge.*

A. Köhler. Die Abbildung einer Walze durch Systeme von großer Apertur. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **49**, 89—92, 1928, Nr. 7. Um die scheinbare Bildgrenze bei der Abbildung körperlich ausgedehnter Gegenstände zu finden, genügt es nicht, die nach den Gesetzen der geometrischen Optik berechenbare Bildgröße zu bestimmen, denn diese trägt der Intensitätsverteilung in keiner Weise Rechnung. Man muß vielmehr die Intensität der Lichtströme, die die Abbildung vermitteln, kennen, denn diese ergeben wenigstens in dem Falle, wo von Beugungseinflüssen abgesehen werden kann, die Intensität der Bilder, wobei es gleichgültig ist, ob diese Größe in der Bildebene selbst oder in der ihr eindeutig zugeordneten Einstellebene ermittelt wird. Für den Fall eines undurchsichtigen Zylinders, der z. B. bei Saitengalvanometern die Form des Objektes angibt, findet man verhältnismäßig einfache Ausdrücke, die erkennen lassen, daß die Bildgrenze nicht scharf sein kann. Ist die Apertur der beleuchtenden und der abbildenden Optik 180° , so wird die Intensität der gegenstandsfreien Bildebene erst im Unendlichen erreicht, bei kleinerer Apertur schon in einer durch die Apertur gegebenen endlichen Entfernung von der geometrischen Bildgrenze. Fällt die Einstellebene mit der senkrecht zur optischen Achse liegenden Tangentialebene des Zylinders zusammen, so ergibt sich ein verschwommenes Bild von endlicher Breite, während geometrisch das Bild in eine Linie ausarten müßte. Eine experimentelle Prüfung war nur im letzten Falle möglich, weil bei Einstellung auf die Mitte des Zylinders das reflektierte Licht die Beobachtung störte. Ferner ist zu bemerken, daß die Rechnung stets nur die objektive Intensitätsverteilung, nie aber die Stärke der Empfindungen geben kann, die für die Lage der Bildgrenze ausschlaggebend ist. *H. R. Schulz.*

Johann Flügge. Optisches Glas für Brillen. *Optik* **1**, 1—3, 1928, Nr. 8. Überblick über die optischen Glasarten und deren optische Eigenschaften, mit besonderer Berücksichtigung des Brillenkonglases. Besprechung der Glasarten, die in Augenschutzbrillen Verwendung finden. *Flügge.*

Karl Schaum. Über einfache Spektralapparate mit großer Lichtstärke. *I. ZS. f. wiss. Photogr.* **24**, 219—220, 1926, Nr. 6. Lichtstarke Spektralapparate sind z. B. erforderlich 1. für die Spektroskopie lichtschwacher oder kurzdauernder Lichterscheinungen; 2. für die spektralphotochemische Untersuchung wenig lichtempfindlicher Stoffe. Lichtstarke Spektrographen kann man durch Verwendung von Objektiven hoher Apertur im Bunsen-Kirchhoffschen Spektroskopmodell erzielen (erfolgreiche Untersuchungen verschiedener Lumineszenzen). Einen ziemlich lichtstarken Spektrographen kann man auch aus einem Browningschen Spektroskop mit Geradsichtprisma herstellen, wenn die Linse hohe Apertur besitzt. Die Lichtausbeute wird erhöht, wenn auch hier, wie in dem J. Janssenschen geradsichtigen Spektroskop, Kollimator- und Abbildungslinse getrennt werden, zugleich mit dem Vorteil höherer Dispersion. *Flügge.*

Henry F. Kurtz. A new quartz ultraviolet monochromator. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **13**, 495—501, 1926, Nr. 4. Der beschriebene Monochromator hat folgende Wesensmerkmale: 1. Konstante Ablenkung, daher Verwendbarkeit einer Wellenlängentrommel; 2. Benutzung kleiner, gut ausgenutzter Quarzteile, daher geringere Materialkosten und höhere Lichtausbeute; 3. hohes Auflösungs-

vermögen; 4. Dauerhaftigkeit selbst bei unsanfter Behandlung; 5. Minimum an inneren Reflexionen und abirrendem Licht. Das Prismensystem ähnelt dem Youngschen Prismensystem oder einem in- und ausseits verkehrten Cornuprisma. Es weicht insofern vom Youngprisma ab, als die Prismen unter Konstanthaltung der Ablenkung rotieren. Von den beiden Einzelpismen besteht das eine aus rechts-, das andere aus linksdrehendem Quarz. Der Ablenkungswinkel beträgt $128^{\circ} 52'$. Die nutzbare Öffnung der Objektive geht bis 1 : 4,0. Der Apparat umfaßt den Spektralbereich von 2000 bis 8000 Å. *Flügge.*

J. Weerts. Bestimmung der Orientierung von Aluminiumeinzelkristallen auf optischem Wege. *ZS. f. techn. Phys.* **9**, 126—136, 1928, Nr. 4. Geätzte Al-Kristalle zeigen an der Oberfläche kleine, nach den Flächen eines Würfels orientierte Facetten, deren Lage entweder durch Beobachtung der Intensität des in verschiedenen Richtungen reflektierten Lichtes oder durch die Änderungen der Farbe im polarisierten Lichte festgestellt werden kann. Das aus einem Nicol austretende, linear polarisierte Lichtbündel, das von einer 400 HK-Wolframpunktlampe geliefert wird, fällt durch einen unter 45° geneigten Spiegel auf den in kardanischer Aufhängung befindlichen Al-Kristall und gelangt nach Reflexion an dem erwähnten Spiegel in die Beobachtungsvorrichtung, die aus einem Gipsblättchen, dem Analysator und einem schwachen Fernrohr besteht. Sucht man nun eine Stellung des Kristalls, in der dieser in hellem Violett (entsprechend der Dicke des Gipsblättchens) erscheint, und diese Farbe auch bei Drehung des Kristalls um die Achse des Lichtbündels beibehält, so fällt eine Würfelachse mit der Richtung der zurückgeworfenen Strahlen zusammen. — Im folgenden werden die Beobachtungen besprochen, und es wird festgestellt, daß die Art der Ätzung von Einfluß auf die Lage der Flächenelemente ist, die die Rhombendodekaederlage bevorzugen. Die Resultate konnten durch vergleichende Laueaufnahmen bestätigt werden, die bedeutend genauer sind; doch lassen sich die optischen Messungen für viele Zwecke recht gut verwenden.

H. R. Schulz.

S. Janss. Ermittlung des sekundären Spektrums des Objektivs eines Schulfernrohres. *ZS. f. math. u. naturw. Unterr.* **59**, 61—70, 1928, Nr. 2. [S. 1273.] *Böttger.*

David Starkie and W. E. S. Turner. The Ultraviolet Light Transmission of Some Colourless Bottle Glasses. *Journ. Soc. Glass Techn.* **12**, 27—31, 1928, Nr. 45. [S. 1298.] *Güntherschulze.*

Max Jakob. Versuche aus dem Gebiete der Wärmekraftforschung. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **72**, 379—380, 1928, Nr. 11. [S. 1260.] *Jakob.*

J. W. Gifford. The choice of wave-lengths for achromatism in telescopes. *Trans. Opt. Soc.* **25**, 123—129, 1924, Nr. 3. *Güntherschulze.*

R. W. James. The Polarisation Factor in X-ray Reflection. *Nature* **121**, 422—423, 1928, Nr. 3046. Nimmt man eine teilweise polarisierte Strahlung an, wie sie Bishop bei der charakteristischen Strahlung einer Molybdänröhre gefunden hat, so sind die Berechnungen des atomaren Streufaktors F falsch (Kirkpatrick, *Phys. Rev.* **29**, 632, 1927). Arbeitet man aber mit $\alpha = 45^{\circ}$ (wo α der Winkel zwischen der Reflexionsebene und derjenigen Ebene ist, die den einfallenden Strahl und den Elektronenstrahl des Röntgenrohres einschließt),

so wird der Polarisationsfaktor unabhängig vom Polarisationsgrad des Primärstrahles. Verf. hat in seiner Arbeit mit Miss Firth aus äußeren Gründen gerade einen Winkel von 45° benutzt, so daß seine Ergebnisse bestehen bleiben.

R. Jaeger.

W. V. Houston and George Moore. Transmission and reflection of gold and silver films. Journ. Opt. Soc. Amer. **16**, 174—176, 1928, Nr. 3. Spektralphotometrische Messung des Reflexionsvermögens und der Durchlässigkeit durch Kathodenzerstäubung hergestellter versilberter bzw. vergoldeter Einzelplatten von Fabry-Perot-Etalons.

Dziobek.

A. Mallock. Refractive Index of Gums. Nature **113**, 643, 1924, Nr. 2844.

Enrico Fermi. Sopra la riflessione e la diffusione di risonanza. Lincei Rend. (5) **33** [1], 90—93, 1924, Nr. 3.

Ivar Waller. Theoretische Studien zur Interferenz- und Dispersionstheorie der Röntgenstrahlen. Uppsala Univ. Årsskr. 1925, Nr. 1, VI u. 131 S.

Güntherschulze.

A. P. Weber. Eine neue Methode höchster Genauigkeit zur interferometrischen Wellenlängenmessung und ihre erstmalige Anwendung zur Vorbestimmung der für den deutschen Anschluß des Meters an Lichtwellen vorgesehenen Kryptonlinien. (Nach gemeinsamen Versuchen von Kösters, Lampe und Weber.) Phys. ZS. **29**, 233—239, 1928, Nr. 8. [S. 1274.]

Mecke.

J. Cabannes et J. Gauzit. La diffusion de la lumière par le méthane et ses homologues gazeux. Journ. de phys. et le Radium (6) **6**, 182—198, 1925, Nr. 6.

Güntherschulze.

F. H. Loring. Determination of e/m . Chem. News **136**, 145—147, 161—165, 1928, Nr. 3543 u. 3544. [S. 1293.]

Przibram.

F. L. Mohler. Recombination of atom ions and electrons. Phys. Rev. (2) **31**, 707, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1292.]

F. W. Loomis. The heat of dissociation of Na_2 . Phys. Rev. (2) **31**, 705, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1356.]

Güntherschulze.

George D. Birkhoff. The hydrogen atom and the Balmer formula. Proc. Amer. Acad. **13**, 165—169, 1927, Nr. 3. [S. 1294.]

Unsöld.

J. Okubo and H. Hamada. Metallic Spectra excited by Active Nitrogen. Phil. Mag. (7) **5**, 372—380, 1928, Nr. 28. Zur Prüfung der verschiedenen Hypothesen über die Natur des aktiven Stickstoffs werden die durch diesen erregten Spektren von Hg, Cd, Zn, Mg, Na, K, Th untersucht. Es wird gefunden, daß nur Linien mit einer Anregungsspannung, die kleiner als 9,6 Volt ist, angeregt werden können, während nach Sponer die zur Verfügung stehende Energie 11,4 Volt (Dissoziationsspannung von N_2) ist. Dies Ergebnis steht im Widerspruch zu Beobachtungen von Ruark, Foote, Rudnick und Chenault (diese Ber. **8**, 1556, 1927), die eine Anregung bis zu 10,0 Volt beobachten. Die Diskrepanz mit der nach Sponer zu fordernden maximalen Anregungsspannung wird der bisherigen Ungeklärtheit des Mechanismus des Dreierstoßes zugeschrieben.

Wichtig ist, daß die Verff. im Nachleuchten selbst trotz extrem langer Belichtungen im Gegensatz zu den oben genannten Autoren die zweite positive Gruppe des Stickstoffs nicht finden. *G. Herzberg.*

F. Simon and E. S. Dreblow. The Principal Series of the Copper Arc Spectrum. *Nature* **117**, 17, 1926, Nr. 2931. Randall berechnete das zweite Paar der Hauptserie von Cu I zu λ 2025,73 und λ 2024,42. Einige Forscher finden nun nur die Linie λ 2025, andere hingegen nur λ 2024. Verff. finden beide Linien bei Aufnahmen am Quarzspektrographen (Dispersion 0,8 Å.-E./mm), allerdings λ 2025 nur an den Polen des Kupferbogens, 2024 hingegen nur in der Mitte des Bogens. Als Wellenlängen geben sie an: 2024,19 (*R*), 2025,34, $\Delta\nu = 28,1$, in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen. Auf Grund der verschiedenen Anregungsbedingungen halten Verff. die Zusammengehörigkeit der beiden Linien und die obige Deutung für sehr fraglich. λ 2025 dürfte eine Funkenlinie sein, λ 2024 hingegen sicher dem Bogenspektrum angehören. *Mecke.*

J. Barton Hoag. Wave-lengths of carbon, oxygen, and nitrogen in the extreme ultraviolet with a concave grating at grazing incidence. *Astrophys. Journ.* **66**, 225—232, 1927, Nr. 4. Es wird ein Vakuum-spektrograph beschrieben, bei dem zur Erhöhung der Dispersion und des Auflösungsvermögens streifender Einfall des Lichtes auf das Konkavgitter gewählt wird (Einfallswinkel 80°), im übrigen ist die bekannte Rowlandaufstellung geblieben: 2 m-Konkavgitter mit 590 Strichen pro Millimeter, Dispersion von 3,6 Å.-E./mm bei λ 1700 bis zu 2 Å.-E./mm bei λ 300. Gemessen werden 137 Linien des Funkens zwischen Kohle- und Magnesiumelektroden im Spektralbereich von 1700 bis 550 Å.-E., Linien von Kohle, Stickstoff und Sauerstoff dienen dabei als Normalen (nach Messungen von Bowen und Ingram). *Mecke.*

Jacob Papish, F. M. Brewer and Donald A. Holt. Germanium. XXV. Arc spectrographic detection and estimation of germanium. Occurrence of germanium in certain tin minerals. Enargite as a possible source of germanium. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **49**, 3028—3033, 1927, Nr. 12. Es wird hier wieder die Frage der quantitativen Spektralanalyse angeschnitten, und zwar für den Spezialfall des Nachweises und der Gehaltsbestimmung von Germanium in Erzen. Zur Voruntersuchung wurden zunächst Lösungen von Germaniumhydroxyd hergestellt, die in 100 ccm 0,1, 0,01, 0,001, 0,0001 und 0,00001 g Germanium enthielten, und dann bestimmte Mengen (meistens 0,1 ccm) dieser Lösungen auf die Elektrode eines Kohlebogens gebracht. Mit einem Quarzspektrographen wurden dann im Spektralbereich λ 4700 bis λ 2200 Å.-E. die auftretenden Germaniumlinien festgestellt. So erschienen bei Vorhandensein von nur 0,0001 mg Ge auf der Elektrode die Linien $\lambda\lambda$ 3039, 2651,6, 2651,1, bei 0,001 mg kamen die Linien $\lambda\lambda$ 4226, 3269, 2754, 2709, 2592 und 2417 hinzu, bei 0,01 mg noch ferner die Linien $\lambda\lambda$ 2829, 2359, bei 0,1 mg die Linien $\lambda\lambda$ 3124, 3067, 2740, 2691, 2644, 2589, 2533, 2498, 2394, 2338, 2314 und 2198 usw. Nachdem diese Skale der Restlinien festgelegt war, konnte eine große Reihe von Mineralien, hauptsächlich Zinnerze, auf ihren Gehalt an Germanium spektroskopisch geprüft werden. Schließlich wurde auch noch das nicht seltene Kupfererz Enargit — im ganzen 17 Proben verschiedener Herkunft — auf Germanium untersucht und dabei festgestellt, daß sein Gehalt an Ge immerhin so groß war (0,02 bis 0,03 %), daß eine Aufarbeitung der Erzurückstände auf Germanium hin sich lohnen dürfte. *Mecke.*

N. K. Sur. The Arc Spectrum of Phosphorus. Nature **116**, 542, 1925, Nr. 2919. Aus den Messungen des Bogenspektrums des Phosphors durch Salt-marsh (Phil. Mag. **47**, 874, 1924) werden folgende Linienpaare zusammengestellt, die eine konstante Frequenzdifferenz von 25,0 haben und eine scharfe Serie vom Typus $2\pi_1$ oder $2 - m\sigma$ bilden, wo $2\pi_1 = 53614,8$ und $2\pi_2 = 53639,8$ ist.

λ (I. Å.) Intensität	ν	$\Delta\nu$	m	$m\sigma$	Differenz zwischen den beobachteten und berech- neten Werten von m
2536,38 (10)	39 426,3	25,4	2	14 188,2	+ 2,8
2534,75 (8)	39 451,6				
2154,77 (7)	46 408,7	24,5	3	7 206,6	+ 5,3
2153,63 (6)	46 433,2				
2034,02 (7)	49 163,7	25,2	4	4 450,9	+ 8,0
2032,98 (6)	49 188,9				

Die stärker brechbaren Komponenten der Paare werden gut durch die Formel

$$\nu = 53639,8 - \frac{R}{\left(m + 1,13909 - \frac{0,718054}{m}\right)^2}$$

dargestellt, wobei $m = 2, 3, 4$ usw. ist. Noch bessere Übereinstimmung mit den beobachteten Werten von ν und denen, die nach der Formel berechnet sind, wird erzielt, wenn $2\pi_2 = 53645,0$ gesetzt wird. Die Differenz zwischen den Termen 2σ und 3σ beträgt 6982, und diese Differenz wiederholt sich in der Kombination zweier Paare, die die Frequenzdifferenz 14,9 haben, folgendermaßen:

$$\begin{array}{ccccc}
 \begin{array}{c} (8) \\ 2136,79 \\ x_1 - 2\sigma \end{array} & 6982,8 & \begin{array}{c} (6) \\ 1859,36 \\ 53782,0 \end{array} & \begin{array}{c} (8) \\ 1858,85 \\ 53796,7 \end{array} & \begin{array}{c} (6) \\ 14,7 \\ x_1 - 3\sigma \end{array} \\
 15,0 & & & & \\
 \begin{array}{c} (6) \\ 2136,10 \\ x_2 - 2\sigma \end{array} & 6982,5 & \begin{array}{c} (8) \\ 1858,85 \\ 53796,7 \end{array} & \begin{array}{c} (6) \\ 14,7 \\ x_2 - 3\sigma \end{array} & \\
 46814,2 & & & &
 \end{array}$$

woraus folgt $x_1 = 60987,4$ und $x_2 = 61002,4$.

Güntherschulze.

J. B. Green and R. A. Loring. The arc spectrum of antimony. Phys. Rev. (2) **31**, 707, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mc Lennan und Mc Lay haben mit der Analyse des Spektrums von Sb auf Grund der Hundschen Theorie begonnen. Danach sollte die unterste Stufe der Konfiguration s^2p^3 (der sogenannten α -Konfiguration) entsprechen und aus $4S'_2$, $2D'_{23}$, $2P_{12}$ bestehen. Diese Stufen sind in sämtlichen anderen Elementen dieser Gruppe identifiziert. Die b -Stufen entsprechend s^2p^2 sollten aus $4P'_{123}$, $2P'_{12}$, $2D_2$, $2S_1$ bestehen. Von diesen sind bisher nur die beiden ersten Terme identifiziert. Die c -Konfiguration sollte zu $4(F'DP')$, $2(F'DP')$, $2(GF'DP'S)$, $2D$ führen. Die d -Konfiguration gibt $4(D'P'S')$, $2(D'P'S')$, $2(FD'P)$, $2P$. Mc Lennan und Mc Lay haben sämtliche unteren Stufen jeder dieser Konfigurationen bestimmen können und auch die Sp^4 entsprechende. Ferner gibt eine Termserie den Wert 67579 für $4S'_2$ entsprechend einer Ionisierungsspannung von 8,35 Volt. Ruark gibt $8,5 \pm 1,0$ Volt. Der Zeemaneffekt wurde für sämtliche stärkeren Linien im Gebiet 2500 bis 4033 Å

untersucht und die g -Werte der Terme berechnet. Die g -Werte stimmen mit den theoretischen Werten nicht überein, und es konnten nicht genug Linien mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden, um zu entscheiden, ob die Paulische g -Serienregel erfüllt ist. Güntherschulze.

A. C. Haussmann. Zeeman effect and spectral terms in the arc spectrum of platinum. *Astrophys. Journ.* **66**, 333—346, 1927, Nr. 5. Apparatur: Magnet nach Carragan (*Astrophys. Journ.* **63**, 143, 1926), Feldstärke 33000 Gauß, Backlampe mit Platin-(Anode) Silber-(Kathode) Elektroden, Aufnahmen an großen Plan- und Konkavgittern in verschiedenen Ordnungen, Dispersion 1,31 bis 0,25 Å.-E./mm, untersuchter Wellenlängenbereich λ 5500 bis 2500 Å.-E. Gemessen wird der Zeemaneffekt an 173 Platinlinien, bei 33 von diesen Linien war es möglich, das Aufspaltungsbild zu identifizieren. Die gemessenen g -Werte sind in der Regel anormal, die Aufspaltungsbilder zudem oft auch unsymmetrisch. Von den bisher bekannt gewordenen 72 Termen des Platinspektrums konnten auf Grund dieser Zeemaneffekte die 12 tiefsten Terme einwandfrei identifiziert werden. Als Grundterm ergibt sich ein 3D_3 -Term in Übereinstimmung mit Absorptionsversuchen von Meggers und der Voraussage der Hundschen Theorie. Bei den 45 mittleren Termen ist die Zuordnung nicht ganz zweifelsfrei, da die meisten g -Werte irregulär sind, doch dürften immerhin die inneren Quantenzahlen stimmen. 15 hohe Terme konnten nicht näher gedeutet werden. Den Schluß der Arbeit bildet eine Tabelle von 376 eingeordneten Platinlinien, die damit praktisch alle starken Linien des Platinbogenspektrums umfassen. *Mecke.*

T. L. de Bruin. Über das Funkenspektrum des Neons. II. *ZS. f. Phys.* **46**, 856—872, 1928, Nr. 11/12. Fortsetzung einer bereits begonnenen Termanalyse des Neonfunkenspektrums (s. *ZS. f. Phys.* **44**, 157, 1927). Das Funkenspektrum wird lichtstark erzeugt mit einer Quarz-Geissleröhre ($\frac{3}{4}$ mm-Kapillare) mit relativ hohem Druck (2 cm), betrieben durch 25000 Volt Wechselstrom,

Termwert	Δv	Term	Termwert	Δv	Term
112 500,0	517,8 299,1	$3 s^4 P_i$	51 458,6	89,6 535,3	$3 d^4 F_i$
111 982,2			51 369,0		
111 683,1			50 833,7		
85 438,2	222,6 182,5	$3 p^4 P_i$	50 683,8	42,4 36,5	$3 d^4 P_i (?)$
85 215,6			50 641,4		
85 033,1			50 604,9		
82 522,2	337,2 249,7	$3 p^4 D_i$	50 459,4	376,7 305,5	$3 d^4 F_2$
82 184,9			49 633,0		
81 935,2			49 256,8		
81 791,1	144,1	$3 p^4 S_2$	48 950,8	59,4 86,4	$4 s^4 P_i$
78 678,0			28 787,2		
52 493,9			28 727,8		
52 412,4	81,5 106,2 98,3	$3 d^4 D_i$	28 641,4	90,7 224,6	$5 s^4 P_3$
52 306,2			28 121,4		
52 207,9			28 030,7		
			27 806,1		

nebst Funkenstrecke und Ölkondensator. Die Aufnahmen erfolgen an einem 2 m-Konkavgitter (Dispersion 8,7 Å.-E./mm). Die Analyse des Quartettsystems gelingt jetzt fast restlos. Mitgeteilt werden 18 Multipletts. Da sich einige Terme annähernd in Rydbergserien einordnen lassen, so ist auch eine Berechnung von absoluten Termwerten möglich, die in vorstehender Tabelle nebst den Termdeutungen mitgeteilt werden sollen. Die Ionisierungsspannung ist 33,48 Volt, in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Neben dem Quartettsystem konnten auch Teile eines Dublettsystems festgestellt werden. Hier tritt die Frequenzdifferenz $\Delta\nu = 612,5$ auf, die als $\lambda^2 P_i$ gedeutet wird (entsprechend bei FI $\Delta\nu = 325,8$). Einige Linien vom zweiten Funkenspektrum Ne III werden noch mitgeteilt und mit den entsprechenden Linien von F II verglichen, doch soll die ausführliche Analyse in einer späteren Arbeit gebracht werden. *Mecke.*

Elizabeth J. Allin. On the Under-Water Spark Spectra of Various Metals. Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III) 21, 231—235, 1927, Nr. 2. Untersucht werden mit dem Unterwasserfunken die Absorptionsspektren der Elemente Wolfram, Tellur, Thorium und Uran im Spektralbereich λ 4000 bis 2100. Es konnten in Absorption festgestellt werden vom Wolfram 96 Linien, vom Tellur 10 Linien, vom Thorium 11 Linien und vom Uran keine Linie. *Mecke.*

K. Majumdar. Spectrum of Ionised Sodium. Nature 121, 423, 1928, Nr. 3046. Es werden Ansätze zu einer Analyse des Natriumfunkenpektrums gegeben, das ja dem Bogenspektrum des Neons ähnlich ist. Der für die Differenz $^3P_1 - ^1P_1$ gefundene Wert stimmt mit der Frequenzdifferenz zweier von Millikan und Bowen gefundener Linien bei λ 372,3 und λ 376,6 überein. Letztere sind offenbar die Linien $^1S_0 - ^3P_1$ und $^1S_0 - ^1P_1$. Für die Ionisierungsspannung von Na^+ ergibt sich 47 Volt, für die erste Anregungsspannung 32,8 Volt, in befriedigender Übereinstimmung mit den experimentellen Werten von Mohler. *G. Herzberg.*

F. H. Newman. The Spectrum of Ionized Sodium. Phil. Mag. (7) 5, 150—159, 1928, Nr. 27. Verf. untersucht das Funkenspektrum des Natriums mit Hilfe der elektrodenlosen Ringentladung, die sich bisher für die Erzeugung der Funkenspektren der Alkalien am besten bewährt hat. Die Aufnahmen erfolgen an einem Quarzspektrographen im Wellenlängenbereich λ 2350 bis 4830. Mitgeteilt werden hier etwa 160 Linien, die alle dem Na II angehören sollen. Unter diesen gelingt es, 56 Linienpaare aufzufinden, die die folgenden konstanten Schwingungsdifferenzen aufweisen (auf jede Schwingungsdifferenz kommen etwa fünf bis zehn Paare): $\Delta\nu = 144, 218, 256, 324, 839, 2327, 2467, 3073, 7285$. Die meisten dieser Paare können dann noch in ein Frequenzschema eingeordnet werden, das die aufeinanderfolgenden Schwingungsdifferenzen $2472 + 2091 + 313 + 217 + 697 + 327 + 1317 + 732$ aufweist. Sonst wird keine weitere Serienordnung dieses Spektrums, welches dem vom Ne I gleichen muß, vorgenommen, doch dürfte die Schwingungsdifferenz 3073 identisch sein mit der von Millikan und Bowen festgestellten Differenz der beiden Resonanzlinien von Na II bei λ 372,3 und λ 376,6 ($\Delta\nu = 3075$). *Mecke.*

A. G. Shenstone. The spark spectrum of silver (Ag II). Phys. Rev. (2) 31, 707, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Funkenspektrum des Silbers läßt sich folgendermaßen auf eine Reihe Terme zurückführen: 1S_0 von der Struktur $4d^{10}$; 3D , 1D von $4d^9 5s$; 3P und 1P , D' , F von $4d^9 5p$; 3D , 1D von $4d^9 6s$; 3S und 1S , P' , D , F' , G von $4d^9 5d$. Der untersuchte Term 1S_0 liegt nach den Messungen von H. E. White im Gebiet 1100 Å. Auch die Struktur $4d^9 5f$

scheint vorzukommen. Die Intervalle und g Werte sind sehr unregelmäßig. Die aus der zweigliedrigen Serie der 3D_3 -Niveaus berechnete Ionisierungsspannung beträgt etwa 21,9 Volt für den Übergang von 1S_0 (d^{10}) nach 2D_3 (d^9). Die aus den Nebenserien von 3D , 1D berechneten Grenzen ergeben eine Abweichung von der Theorie wie im analogen Falle von Ni , Cu , Pd . Auch bei den Intervallen der Pentade $d^9 d$ liegt eine Abweichung vor. Der 1S_0 -Term liegt 39 164 Wellenzahlen unter 3D_3 . Das weist darauf hin, daß das hypothetische 2D ($d^9 s^2$) von Ag , fast den gleichen Wert hat wie 2^2P desselben Spektrums, was zum Teil die geringe Intensität der Linien erklärt, die darauf beruhen. *Güntherschulze.*

K. Majumdar. On the Spark Spectrum of Silver. Indian Journ. of Phys. 2, 257—266, 1928, Nr. 2. Verf. kann vom Funkenspektrum des Silbers 61 Linien einordnen (in der Gegend $\lambda\lambda$ 3400 bis 1900), welche Kombinationen der metastabilen Terme 1^3D_i und 1^1D_2 nebst den zweiten Gliedern 2^3D_i und 2^1D_2 mit anderen Termen des Singulett-Triplettsystems darstellen. Unter der Annahme einer Rydbergserie wird die absolute Termgröße von 1^3D_3 zu 138 000 geschätzt. Kombinationen, die den Grundterm des Silberions 1S_0 enthalten, konnten bisher noch nicht gefunden werden, wahrscheinlich weil die Linien in dem bisher noch nicht untersuchten kurzwelligen Spektralbereich liegen. Seine Termgröße wird jedoch auf 171 000 geschätzt. Es ist ferner $^3D_3 - ^3D_2 = 1577,7$ und $^3D_2 - ^3D_1 = 4576 \text{ cm}^{-1}$. *Mecke.*

A. Fowler. The Spectrum of Doubly Ionised Oxygen (O III). Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 317—330, 1928, Nr. 777. Die Arbeit enthält eine Liste von über 300 Linien des Bereichs $\lambda\lambda$ 5600 bis 300 Å.-E., die dem zweiten Funkenspektrum von Sauerstoff (O III) zugeschrieben werden. Etwa die Hälfte dieser Linien konnte vom Verf. und anderen Forschern in Serien eingeordnet werden. Wie zu erwarten war, gleicht das Spektrum vollkommen dem von N II und ist in Übereinstimmung mit der Hundschen Theorie. Da drei Glieder der Singulett- 1D -Terme aufgefunden wurden, die der Rydbergformel gehorchen, können auch absolute Termwerte angegeben werden. Der tiefste Term ist ein 3P_0 -Term mit dem Werte 444 661, der unter der bereits bewährten Annahme von Bowen abgeleitet werden konnte, daß die beiden starken Nebellinien $\lambda\lambda$ 5006,84 und 4958,91 den verbotenen Übergängen $2p^3P_2 - 2p^1D_2$ und $2p^3P_1 - 2p^1D_2$ entsprechen. Die ausführlich mitgeteilte Termtablelle enthält fast das ganze Singulett-Triplettsystem, so daß alle tieferen Terme bekannt sind. Das Ionisierungspotential ergibt sich zu 54,88 Volt. *Mecke.*

W. R. van Wijk. Intensitäten im Funkenspektrum des Sauerstoffs. ZS. f. Phys. 47, 622—626, 1928, Nr. 9/10. Liegen von einem Element mehrere Seriensysteme vor (etwa ein Dublett- und ein Quartettsystem), so sagt die erweiterte Summenregel der Intensitäten aus, daß die Intensitäten der Summen aller auf einem Niveau endenden Linien eines erweiterten Multipletts (etwa Dublett + Quartett-Kombinationen) den statistischen Gewichten der Niveaus proportional sind. Für den Fall, daß Interkombinationslinien fehlen oder schwach sind, müßte demzufolge in einem Dublett-Quartettssystem das Verhältnis der Intensitäten sämtlicher Dublettlinien zur Gesamtintensität der Quartetttlinien als 1 : 2 zu erwarten sein. Verf. prüft diese Frage zunächst an dem Multiplett des ionisierten Sauerstoffs $3sP - 3pP$ (Dublettlinien bei $\lambda\lambda$ 3954, 3983, 3945, 3973, Quartetttlinien bei $\lambda\lambda$ 4326, 4346, 4317, 4337, 4367, 4320, 4349). Nach der hier erforderlichen Korrektur auf gleiche Schwingungsfrequenz nach dem ν^4 -Gesetz findet er für das Verhältnis Dubletts zu Quartetts 1 : 2

in Übereinstimmung mit der Theorie. Meßmethoden sind dabei die üblichen. Für ein anderes Multiplett $3sP - 3pD$ (Dubletts bei $\lambda\lambda$ 4417, 4452, 4415, Quartetts bei $\lambda\lambda$ 4651, 4674, 4639, 4662, 4696, 4642, 4676, 4649) ist die Übereinstimmung allerdings weit weniger befriedigend. Er findet das Verhältnis 1:3,7, das somit viel zu groß ist. Interkombinationslinien, die eventuell vorhanden sein könnten, können dies Resultat nicht erklären. Die Meßgenauigkeit ist in diesem Falle allerdings geringer. Im dritten Falle ($3pD - 3dD$, Dubletts λ 4396, Quartetts $\lambda\lambda$ 3883, 3882) können die Abweichungen durch das Auftreten von derartigen Interkombinationslinien erklärt werden. Gefunden wurde 1:1,65, gefordert wird 1:1,33.

Mecke.

M. C. Muriel Mc Donald. The Emission Spectra of Various Elements in the Lower Quartz Region. Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III) **21**, 223—230, 1927, Nr. 2. Mit einem Quarzspektrographen (Hilger E_1) und Schumannplatten werden in der Spektralgegend $\lambda\lambda$ 2350 bis 1850 die Bogen- und Funkenspektren der folgenden Elemente untersucht (Wellenlängenangaben auf 0,1 Å.-E.): Thulium (1 Linie), Dysprosium (1 Linie), Ytterbium (11 Linien), Lutetium (8 Linien), Praseodym (9 Linien), Europium (5 Linien), Hafnium (125 Linien), Niobium (67 Linien). Verwendet wird ein Kupferbogen (220 Volt, 4 bis 5 Amp.) und Funken zwischen Kupferelektroden, wobei die Salze der betreffenden seltenen Erden auf die Elektroden gebracht wurden. Es zeigt sich, daß die seltenen Erden in dieser Spektralgegend wenig Linien haben, bei Gadolinium, Samarium und Erbium konnten neue Linien nicht gefunden werden. Dagegen ist Hafnium auch in dieser Gegend sehr linienreich.

Mecke.

J. H. Abbink und H. B. Dorgelo. Das Krypton- und Xenonspektrum im äußersten Ultraviolett. ZS. f. Phys. **47**, 221—232, 1928, Nr. 3/4. Die beiden Spektren werden mit Hilfe eines Vakuumgitterspektrographen — 1 m-Konkavgitter, Dispersion etwa 17,5 Å.-E./mm — im äußersten Ultraviolett von 1500 bis 500 Å.-E. untersucht. Verwendet wird fast ausschließlich Neongas, dem die beiden Gase mit wechselndem Prozentgehalt beigemischt waren, Totaldruck etwa 2,5 mm. Beobachtet wird noch das Verhalten der Linien im Glimmlicht, in der positiven Säule und bei kondensierter Entladung. Mitgeteilt werden die Messungen (bis auf 0,01 Å.-E.) von etwa 200 Linien, doch gehören wahrscheinlich nur die folgenden Linien zum Bogenspektrum der beiden Gase:

Krypton I (in Å.-E.)		Xenon I (in Å.-E.)		
1235,85	1001,09	1469,61	1100,46	1048,18
1164,90	963,36	1295,56	1088,94	1041,30
1134,89	953,42	1277,50	1083,89	1037,71
1134,15	946,57	1250,24	1074,50	1032,51
1003,54	945,43	1192,02	1067,10	1027,04

Die jeweils ersten beiden Linien sind die Resonanzlinien. Da unterhalb der Seriegrenze des Grundzustandes merkliche Selbstabsorption der Gase einsetzt, so konnte diese Seriegrenze ungefähr bestimmt und daraus die Ionisierungsspannung errechnet werden. Es ergaben sich die Werte: Krypton 13,9 Volt und Xenon 12,0 Volt.

Mecke.

I. S. Bowen. Series spectra of potassium and calcium. *Phys. Rev.* (2) **31**, 497—502, 1928, Nr. 4. Die Arbeit bringt die *PP'*-Gruppen von *SI*, *Cl II*, *A III*, *K IV*, *Ca V* (Triplettsystem der Sechs-Elektronengruppe), ferner die entsprechenden Dublett-*PP'*-Gruppen und *P—S*-Kombinationen der Sieben-Elektronengruppe *Cl I*, *A II*, *K III*, *Ca IV* und schließlich das ausführliche Term-system der Acht-Elektronengruppe *A I*, *K II*, *Ca III*. Von diesen ist die Einordnung des *Ca III*-Spektrums neu, so daß außerdem noch die Serieneinordnungen von 137 *Ca III*-Linien im Bereich $\lambda\lambda$ 400 bis 4000 Å.-E. mitgeteilt werden. Wegen des Zahlenmaterials muß auf die Arbeit verwiesen werden. *Mecke.*

Hantaro Nagaoka und Tetsugoro Futagami. Occurrence of Harmonics in Spectral Lines. *Proc. Imp. Acad. Tokyo* **2**, 153—155, 1926, Nr. 4. Es wird auf die Erscheinung des Auftretens höherer Harmonischer von sichtbaren Spektrallinien hingewiesen, für deren Deutung die Verff. Kernvibrationen annehmen. Die Tatsache, daß solche Oktaven wenig beobachtet wurden, wird durch die experimentellen Schwierigkeiten des Arbeitens im fernen Ultraviolett erklärlich. Verff. fanden 180 Linien mit $\frac{1}{3}$ der Wellenlängen anderer und 150 mit $\frac{1}{4}$. Eine Tafel mit 19 Beispielen von Grundwelle, beobachteter und berechneter erster und zweiter Oktave wird angegeben, Die Differenzen liegen zwischen 0 und $\pm 0,9$ Å.-E. *Sewig.*

Fritz Ephraim und Rudolf Bloch. Über Spektralverschiebung bei Verbindungsbildung (beobachtet an Praseodymverbindungen). *Chem. Ber.* **61**, 65—72, 1928, Nr. 1. Nach einer Hypothese der Verff. verschieben sich die Absorptionsbanden im Reflexionsspektrum von Verbindungen seltener Erden um so mehr nach Violett, je größer die bei der Verbindungsbildung eintretende Kontraktion der Erdatome ist, die dadurch eintritt, daß das Anion die Valenzelektronen des Kations bindet, wodurch die Wirkung des Kationkerns auf die übriggelassenen Schalen stärker wird (*Chem. Ber.* **59**, 2692, 1926). Diese Spektralverschiebung wurde an den Reflexionsspektren der Praseodymhalogenide beobachtet. Zunächst zeigt sich eine Verschiebung der drei Hauptlinien nach Violett, wenn man von Pr J_3 durch die Reihe der Halogenide nach Pr F_3 geht. Außerdem aber verschieben sich die drei Hauptlinien immer mehr nach dem Violetten, wenn man von einem wasserfreien Halogenid über die verschiedenen Hydrate zur stark verdünnten ($\frac{1}{50}$ norm.) Lösung übergeht. Für diesen letzten Fall verschwinden die Unterschiede zwischen den Halogeniden; in großer Verdünnung geben alle fast identische Spektren. Aus der Lage der Spektrallinien läßt sich die Affinitätsbeanspruchung des Praseodymatoms erkennen. Besonders hervorzuheben ist hierbei das Spektrum des Fluorids, das ganz andere Eigenschaften als die übrigen Halogenide besitzt. Ammoniakatbildung wirkt ähnlich wie Hydratbildung. — Wegen der zahlenmäßigen Einzelangaben über die Spektren sei auf das Original verwiesen. *Donat.*

Fritz Ephraim und Rudolf Bloch. Das Spektrum von Praseodymsalzen sauerstoffhaltiger Säuren. *Chem. Ber.* **61**, 72—80, 1928, Nr. 1. Während die Spektren der Praseodymhalogenide verschiedene Linienverschiebungen aufweisen (s. vorstehendes Referat), stimmt die Lage der Linien bei den sauerstoffhaltigen Praseodymsalzen zwar nicht völlig, aber doch ziemlich weitgehend überein, da hier das Praseodymatom stets mit viel Sauerstoff verbunden ist und die anderen Elemente erst über die Sauerstoffatome hinweg auf das Praseodym einwirken können. Wegen der großen Zahl der Sauerstoffatome ist die Verschiebung schon in den wasserfreien Salzen sehr stark und nimmt deshalb bei

Anwesenheit von Kristallwasser nicht mehr wesentlich zu. Die stärksten Linienverschiebungen geben die Salze der einbasischen Säuren, von denen die Beobachtungen am Nitrat und dessen Hydraten angegeben sind. Besonders auffällig ist dabei das Verhalten eines Doppelnitrats (Ammon-Praseodymnitrat), dessen Linienverschiebung noch die des Fluorids übersteigt, während das Spektrum einer wässrigen Lösung dieses Salzes sich unter Verschiebung nach Rot wieder den übrigen Solvatspektren angleicht. In den Doppelsulfaten sind die Praseodymatome wieder durch Sauerstoff gebunden. Es zeigen sich infolgedessen auch hier wieder im allgemeinen starke, aber ziemlich gleich große Linienverschiebungen. Das Vertreiben des Wassers aus den Hydraten hat nur schwachen Einfluß auf das Spektrum. Das Ersetzen des Schwefels durch Selen zeigt eine geringe, aber deutlich erkennbare auflockernde Wirkung. — Eine Reihe von Verbindungen zeigt Linienverdopplungen im Spektrum, die noch nicht aufgeklärt werden konnten, möglicherweise aber mit ungleicher Bindung von Praseodymatomen infolge von Komplexbildung zusammenhängen. — Die Darstellung der einzelnen Salze wird angegeben. Donat.

Fritz Ephraim. Über das Reflexionsspektrum des Praseodyms in kovalenten Verbindungen. Chem. Ber. **61**, 80—83, 1928, Nr. 1. Da bei homöopolaren Verbindungen die Kationen ihre Valenzelektronen nicht abgeben, so ist für das Praseodym im homöopolaren Praseodymoxyd (Pr_2O_3) ein größeres Atomvolumen und eine geringere elektrostatische Wirkung des Kernes auf ein einzelnes Elektron zu erwarten, denn es sind um jeden Kern jetzt mehr Elektronen vorhanden als z. B. beim Chlorid, wo die Valenzelektronen des Pr zum Cl-Atom hinübergehen. Auf Grund dieser Vorstellungen wird eine Verschiebung der Pr-Absorptionslinien nach Rot vorhergesagt und gefunden. Ob die Zuordnung der einzelnen Linien des Oxydspektrums zu denen des Chloridspektrums unbedingt richtig ist, erscheint fraglich; doch ist das gesamte Spektrum in der erwarteten Richtung verschoben. Beträchtliche Unterschiede zeigt das Oxydspektrum, wenn es bei 550°C und wenn es bei 900°C aufgenommen wird. Das Oxyd liegt bei diesen Temperaturen in zwei verschiedenen Modifikationen vor. Das Verhalten der Oxyde gegen Luft läßt auf die Existenz noch weiterer Modifikationen schließen. — Außer dem Oxydspektrum wird endlich das Spektrum der Verbindung PrSO untersucht, das oberhalb $600\text{ m}\mu$ besonders scharfe Linien besitzt. Dieses Spektrum ist entsprechend der höheren Wertigkeit des Pr noch stärker nach Rot verschoben als das Oxydspektrum. Donat.

Gisaburo Nakamura. On the Zero-Zero Band of the Second Positive Band Spectrum of Nitrogen ($\lambda\ 3371$). Jap. Journ. of Phys. **4**, 109—117, 1927, Nr. 3. Das Spektrum wird mit einem Vakuumbogen (Glaskugel mit Quarzfenster, Wolframelektroden, 30 bis 50 cm Hg-Druck) in der Hauptsache in der zweiten Ordnung eines 3 m-Gitters photographiert. Etwa 600 Linien der Bande $\lambda\ 3371$ werden ausgemessen und mit entsprechenden Messungen von Zeit, Lewis und Hermesdorf verglichen, insbesondere mit den von diesen Verff. aufgestellten Serienformeln. Die Serien wurden dabei bis zu $m = 112$ im P -Zweig, bis $m = 93$ im R -Zweig verfolgt. Für hohe Serienglieder nimmt die Kombinationsbeziehung $R_i(m) - P_1(m)$ linear mit m ab. Ferner wird darauf aufmerksam gemacht, daß bei der Tripletttaufspaltung für niedrige Serienglieder $R_1 - R_2 < R_2 - R_3$ ist, bei $m = 20$ etwa werden beide Aufspaltungen gleich groß, für höhere überwiegt jedoch $R_1 - R_2$. Mecke.

W. Jevons. The Ultra-Violet Band-System of Carbon Monosulphide and its Relation to those of Carbon Monoxide (the „4th Positive“

Bands) and Silicon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 351—375, 1928, Nr. 777. Das von Martin (Proc. Roy. Soc. London **89**, 127, 1913) schon untersuchte Spektrum des CS-Moleküls im Spektralbereich 2837 bis 2436 wird unter Neuausmessung der Aufnahmen von Martin jetzt in ein Kantenschema eingeordnet. Das Spektrum besteht aus Doppelkanten, die nach Rot abschattiert sind und die dem *R*- und *Q*-Zweig der Banden angehören. Die nicht näher untersuchte Feinstruktur scheint sehr einfach zu sein, wahrscheinlich nur aus je einem *R*-, *Q*- und *P*-Zweig zu bestehen. Kantenformel:

R-Zweigkante:

$$\nu = 38814,2 + (1060,0 n' - 10,11 n'^2) - (1275,7 n'' - 6,42 n''^2) - 0,24 n'n'',$$

Q-Zweigkante:

$$\nu = 38796,3 + (1062,2 n' - 10,05 n'^2) - (1276,5 n'' - 6,00 n''^2).$$

Der Quantenzustand $n' = 1$ des Anfangsterms weist eine Störung auf in dem Sinne, daß die Abstände der Banden vom $n' = 0$ -Niveau gegenüber den anderen Abständen abnorm groß sind. Es wird dann noch auf Ähnlichkeiten des Spektrums mit der vierten positiven Gruppe des CO- und mit dem SiO-Spektrum hingewiesen. Alle drei Spektren können als $^1P - ^1S$ -Übergänge gedeutet werden. *Mecke.*

Francis A. Jenkins. Extension of the violet CN band system to include the CN tail bands. Phys. Rev. (2) **31**, 539—558, 1928, Nr. 4. Außer den gewöhnlichen, violetten Cyanbanden emittiert das CN-Molekül noch die sogenannten Bandenschwänze, die zu den ersteren offenbar in naher Beziehung stehen, aber im Gegensatz zu jenen nach Rot hin abschattiert sind und bisher noch nicht analysiert werden konnten. Dem Verf. ist es nun gelungen, diese Banden zu analysieren und nachzuweisen, daß sie als eine Fortsetzung des gewöhnlichen Cyanbandensystems zu betrachten sind. Als Lichtquelle diente das Reaktionsleuchten eines Gemisches von aktivem Stickstoff und Acetylen, als Spektrograph ein großes Rowlandgitter. Es ist damit in den Cyanbanden zum erstenmal ein Beispiel dafür gefunden worden, daß innerhalb eines Bandensystems, z. B. innerhalb der Gruppe (0,0), (1,1), (2,2), ein Umklappen der Kanten stattfindet, die ersten Kanten sind nach Violett, die letzten nach Rot abschattiert. Außerdem hat die Kantengruppe selbst einen Umkehrpunkt, d. h. in der genannten Folge schreiten die O-Linien erst nach kurzen, dann nach langen Wellenlängen hin fort. Die erstere Erscheinung bedeutet: Das Trägheitsmoment des nicht-schwingenden Moleküls ist im angeregten Zustand kleiner als im Normalzustand, nimmt aber schneller mit wachsender Schwingung zu, so daß das stark schwingende Molekül im Normalzustand ein kleineres Trägheitsmoment hat als im angeregten Zustand. An ungefähr der gleichen Stelle überschneiden sich die Kurven der Schwingungsquanten, da das anfänglich größere Schwingungsquant des angeregten Zustandes schneller mit wachsender Schwingung abnimmt als das des Normalzustandes. Hierdurch wird die zweite Erscheinung hervorgerufen. Der Wechsel der Abschattierung tritt etwa bei $n = 5$ ein. In dieser Gegend bestehen die Banden aus fast äquidistanten Linien. Im übrigen werden einige interessante Störungserscheinungen beobachtet, außerdem ermöglicht es die besonders große Dublettaufspaltung einiger Serien, die von Mulliken vorhergesagte Intensitätsverschiedenheit der ersten Dublett Komponenten nachzuweisen. *H. Kuhn.*

R. W. Wood and F. W. Loomis. Optically excited iodine bands with alternate missing lines. Phys. Rev. (2) **31**, 705, 1928, Nr. 4; Nature **121**, 283, 1928, Nr. 3043. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Jod-Fluoreszenzbanden,

die sich um die Grunddoubletts ausbilden, wenn Jod mit He zusammengebracht wird, wurden mit größerer Auflösung als bisher untersucht. Sie enthalten von den Linien der entsprechenden Absorptionsbanden nur diejenigen, für die m' eine gerade Zahl ist. Nun ist bekannt, daß die Fluoreszenzbanden durch Stöße der zweiten Art zwischen angeregten Jodmolekülen und Heliumatomen erzeugt werden, wobei m' von 34, dem ursprünglich angeregten Werte, auf verschiedene benachbarte Werte übergeht. Es zeigen also die neuen Messungen, daß die Rotationsquantenzahl eines Jodmoleküls sich während eines Stoßes der zweiten Art, bei der sich die Elektronenquantenzahl nicht ändert, nur um eine gerade Zahl ändern kann. Dieses Ergebnis befindet sich völlig mit der neuen Quantenmechanik in Übereinstimmung, welche nach Hund den aufeinanderfolgenden Rotationszuständen eines symmetrischen Moleküls, wie J_2 , Eigenwerte zuteilt, die in den beiden Kernen abwechselnd symmetrisch und antisymmetrisch sind, und welche fordert, daß die Übergänge zwischen symmetrischen und antisymmetrischen Zuständen sehr selten sind, so selten, daß sie nach Dennisons erfolgreicher Theorie der spezifischen Wärme des Wasserstoffs nicht vorkommen, selbst nicht während der Zeit, die nötig ist, um die spezifische Wärme des Wasserstoffs zu messen.

Güntherschulze.

Rita Brunetti. Assorbimento continuo lungo una serie ottica e struttura delle discontinuità d'assorbimento ad alta frequenza. *Lincei Rend.* (6) 2, 252—256, 1925, Nr. 7/8.

Güntherschulze.

Lois Corinne Ketcham Carwile. Wave-lengths in the absorption spectrum of nitrogen peroxide in the visible region by means of a twenty-one-foot Rowland concave grating. Dissertation Universität Virginia 1927, 12 S. Es wird das äußerst linienreiche Absorptionsspektrum des Stickstoffdioxyds (NO_2) mit einem großen Konkavgitter (6,4 m Krümmungsradius, Dispersion 2,6 Å.-E./mm) ausgemessen, Spektralbereich λ 6300 bis λ 3950 Å.-E., Genauigkeit 0,01 Å.-E. Die Tabellen enthalten nur die Wellenlängen von etwa 6500 Linien mit Intensitätsschätzungen, ohne daß irgend ein Versuch gemacht wird, dieses große, anscheinend wahllos zusammengestellte Zahlenmaterial zu ordnen und Serien herauszufinden. Die Arbeit enthält auch keine Reproduktion des Spektrums.

Mecke.

D. Chalonge et M. Lambrey. Structure de la bande d'absorption ultraviolette de l'ozone. *C. R.* 184, 1165—1167, 1927, Nr. 20. Ozon hat im Spektralbereich λ 3450 bis 2300 ein größeres Absorptionsgebiet, das sich bei näherer Betrachtung in eine Unmenge von feinen Banden auflöst. Ein großer Teil dieser Banden ist bereits bekannt und gemessen, durch Verwendung des kontinuierlichen Wasserstoffspektrums als kontinuierliche Lichtquelle im Ultravioletten gelingt es den Verff. aber, weitere auszumessen, deren Wellenlängen sie hier mitteilen. Infolge der vielen Überlagerungen macht das Spektrum jedoch einen sehr diffusen Eindruck, und die Verff. müssen deshalb die Aufnahmen mit einem Registrierphotometer ausphotometrieren und sich auf die Angabe der Absorptionsmaxima beschränken.

Mecke.

A. Jabłoński. Über die Bandenabsorption und Fluoreszenz des Cadmiumdampfes. *ZS. f. Phys.* 45, 878—891, 1927, Nr. 11/12. Durch Untersuchung der Absorptions- und Emissionsspektren des auf Temperaturen bis zu 1000° erhitzten gesättigten Cadmiumdampfes wurde eine Absorptionsbande im Ultraviolett gefunden, welche sich von 2150 bis 1990 Å erstreckt, und die

Existenz einer Fluoreszenzbande 2110 bis 2140 Å nachgewiesen. Das Auftreten der letzteren wird in Abhängigkeit von der spektralen Zusammensetzung des erregenden Lichtes, sowie in Abhängigkeit vom Dampfdruck studiert, die Intensitätsverteilung innerhalb dieser Bande durch die Aufnahme einer Photometerkurve gemessen. Ferner wurde das Erregungsgebiet der Resonanzlinie 3261 ($1^2S - 2^3P_1$) untersucht, wobei festgestellt wurde, daß das Anregungsgebiet dieser Resonanzlinie nicht mit demjenigen der in Emission auftretenden Banden zusammenfällt. Eine Deutung der gewonnenen Ergebnisse wird vorgeschlagen.

V. v. Keussler.

A. Jabłoński. Sur les spectres d'absorption et de fluorescence de la vapeur de cadmium. C. R. Soc. Pol. de phys. **3**, 175—191, 1927, Nr. 2. Diese Arbeit deckt sich inhaltlich mit der vorstehend referierten Arbeit desselben Verf.

V. v. Keussler.

Juliusz Zbyszko Zielinski. Absorption and scattering of mercury vapor for the Line 2536. Phys. Rev. (2) **31**, 559—568, 1928, Nr. 4. Das Licht eines Quecksilberbogens erregt in einer Resonanzlampe mit Quecksilberdampf von $16,20^\circ\text{C}$ Resonanzstrahlung von der Wellenlänge 2536. Absorptionskoeffizient und Streukoeffizient dieser Strahlung werden gemessen. Es ergeben sich folgende Resultate: Der Absorptionskoeffizient wird bei Zusatz von Luft bis zu 4 mm Druck trotz starker Beeinflussung der Resonanzstrahlung durch den Luftzusatz nicht merklich geändert. Bei alleiniger Anwesenheit des Quecksilberdampfes ist der Streukoeffizient innerhalb der Fehlergrenzen gleich dem Absorptionskoeffizienten. Das kann als Beweis dafür angesehen werden, daß bei alleiniger Anwesenheit von Hg keine „wahre Absorption“ eintritt, sondern daß der gesamte Energieverlust durch Streuung bedingt ist. Bei höheren Drucken nimmt der Streukoeffizient dagegen ab. Die gefundenen Werte stimmen mit früheren Messungen überein.

K. L. Wolf.

William E. Speas. A quantitative study of the changes produced in the absorption bands of certain organic fluorescent dye solutions by alterations of concentration and temperature. Phys. Rev. (2) **31**, 569—578, 1928, Nr. 4. Die Absorptionskurven verschiedener organischer Farbstofflösungen werden spektralphotometrisch aufgenommen und ihre Verschiebungen bei Konzentrations- und Temperaturänderungen untersucht. Erhöhung der Konzentration wirkt im allgemeinen ebenso wie Erniedrigung der Temperatur. Allgemein gültige Regeln über die Richtung dieser Wirkung lassen sich noch nicht angeben, so zeigen z. B. chemisch ganz ähnliche Moleküle bisweilen die entgegengesetzte Wirkung.

H. Kuhn.

J. E. Lambly. A new determination by a photographic method of the water absorption band at 9727 angstroms. Phys. Rev. (2) **31**, 706, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Absorptionsbande des Wassers im nahen Ultrarot wurde genau gemessen. Sie lag bei einer Temperatur von 22°C bei 9727 Å. Collins (Phys. Rev. **26**, 771, 1925) fand 9740 Å. Die spektrale Intensität wurde photographisch mit Hilfe von rotempfindlichen Neocyaninplatten aufgenommen, die mit Ammoniak hypersensibilisiert waren. Die Dichten wurden mit einem photoelektrischen Densitometer gemessen und die Maxima der Absorption bestimmt. Lange Belichtungsdauer mit einem nur 40 Å breiten Spalt änderte an den Ergebnissen nichts. Das Mittel wird bis auf 10 bis 12 Å genau angegeben.

Güntherschulze.

James Barnes. The absorption bands of some hydrocarbons between $1,0\ \mu$ and $0,7\ \mu$. Phys. Rev. (2) **31**, 706, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Fortsetzung früherer Versuche (Phys. Rev. **29**, 922, 1927). In dem untersuchten Spektralbereich haben flüssiges Pentan, Decan und Tetradecan je zwei starke Absorptionsbanden, die Dubletts sind. Ihre Wellenlängen wurden mit einer Genauigkeit von $0,002\ \mu$ gemessen. Ihre Frequenzen haben geringere Werte als die entsprechenden Banden der aromatischen Serie und nehmen in dem Maße ab, in dem die Masse der Moleküle größer wird. Ihre Frequenzdifferenzen sind 7 und $8 \cdot 10^{12}\ \text{sec}^{-1}$ für die Banden größerer und kleinerer Wellenlänge. Die Komponente der kleineren Wellenlänge hat bei allen diesen Dubletts die größere Intensität. Aus den Densitometerangaben folgt ein Intensitätsverhältnis von etwa $4:3$. Außerdem haben die genannten Substanzen schwache Singulettbanden bei $0,81$ und $0,97\ \mu$. Die starken Absorptionen des Benzols bei $0,874\ \mu$ und des Toluols bei $0,877\ \mu$ ließen sich ebenfalls in Dubletts auflösen. Ihre Frequenzdifferenzen sind die gleichen, nämlich $3 \cdot 10^{11}\ \text{sec}^{-1}$. *Güntherschulze.*

Takeo Hori. Study of the Structure of Bromine Lines. Mem. Coll. of Science Kyoto (A) **9**, 307—312, 1926, Nr. 5. Es wird mit Hilfe eines Stufengitters von 20 Platten ($1,5\ \text{cm}$ Dicke) die Feinstruktur von 58 Bromlinien im Wellenlängenbereich $\lambda\ 4400$ bis 7000 untersucht. Zur spektralen Vorzerlegung dient dabei ein kleiner Prismenapparat konstanter Ablenkung. Die Aufspaltungsbilder der Feinstrukturen werden ausführlich diskutiert und diejenigen Linien zusammengestellt, die die gleichen Aufspaltungsbilder (Quartetts, Triplets und Dubletts) aufweisen. *Mecke.*

Mitsuharu Fukuda. The Change of the Wave-length of the Cadmium Red-line ($\lambda\ 6438,7\ \text{\AA}$). S.-A. Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **4**, 167—170, 1926, Nr. 54. Verf. prüft die Frage, ob eine Wellenlängenänderung der roten Cadmiumlinie $\lambda\ 6438$ eintritt, wenn dieselbe bei starker Belastung ($1\ \text{kW}$ -Transformator, Stromstärke $600\ \text{Milliamp.}$) in einer Geissleröhre erzeugt wird, in deren Entladungskreis einmal eine Selbstinduktion ($8 \cdot 10^{-4}\ \text{Henry}$) eingeschaltet wird, das andere Mal keine. Untersucht wird diese Frage mit einem von Nagaoka angegebenen Interferenzprisma, das nicht näher beschrieben wird, das aber den großen Vorzug der Lichtstärke gegenüber anderen Interferenzanordnungen besitzen soll. Deshalb sind auch die Expositionszeiten höchstens $5\ \text{Sek.}$ Verf. findet nun eine Wellenlängenverschiebung von $0,044\ \text{\AA-E.}$ in dem Sinne, daß beim Einschalten der Selbstinduktion die Linie nach Violett verschoben wird. Bei der Wichtigkeit dieser Linie für das Normalliniensystem muß deshalb dieser Effekt noch genauer untersucht werden. *Mecke.*

R. C. Gibbs and H. E. White. Certain multiplets in the spectra of cadmium III and indium IV. Phys. Rev. (2) **31**, 707, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden in den Spektren von Cd_{III} und In_{IV} die Linien identifiziert, die den bereits bei Pd_{I} und Ag_{II} ermittelten Übergängen von $^3\text{PD}'\text{F}$, $^1\text{PD}'\text{F}$ ($4\text{d}^9\ 5\text{p}$) nach ^3D , ^1D ($4\text{d}^9\ 5\text{s}$) entsprechen. Auch die Übergänge von $^3\text{D}'_1$, $^3\text{P}_1$ und $^1\text{P}_1$ ($4\text{d}^9\ 5\text{p}$) nach $^1\text{S}_0$ (4d^{10}), wobei der letzte Term der äußerste aller dieser Spektren ist, wurden für Ag_{II} , Cd_{III} und In_{IV} gefunden. Diese Kombinationen umfassen fast sämtliche starken Linien in jedem Spektrum. Die Termwerte für die vier Isolektronensysteme Pd_{I} , Ag_{II} , Cd_{III} und In_{IV} wurden zusammen mit denen der entsprechenden Elemente der ersten langen Periode in ein Moseleydiagramm eingetragen, wobei sich eine Anzahl Analogien und Abweichungen zwischen diesen beiden Gruppen von Spektren ergeben. Die Gültigkeit des (ie-

setzes der regulären Dubletts wird wiederum durch die fast konstante Verschiebung der entsprechenden Frequenzen ($4 d^9 5 s - 4 d^9 5 p$) beim Übergang



bestätigt.

Güntherschulze.

S. Goudsmit and P. Zeeman. The Magnetic Resolution of the Scandium Lines. *Nature* **114**, 432—433, 1924, Nr. 2864.

Güntherschulze.

F. R. Bichowsky and H. C. Urey. A possible explanation of the relativity doublets and anomalous Zeeman effect by means of a magnetic electron. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 80—85, 1926, Nr. 2. [S. 1295.] *Mecke.*

G. I. Pokrowski. Zur Frage nach der Intensität von Spektrallinien. *ZS. f. Phys.* **45**, 140—145, 1927, Nr. 1/2. Es wird hier der Zusammenhang der Intensität der Spektrallinien im Funken- und Flammenspektrum mit der Konzentration des emittierenden Stoffes experimentell (Verwendung eines Fulgurators, der in Bariumchloridlösungen verschiedener Konzentration eintaucht, visuelle Photometrierung der Ba-Linien $\lambda\lambda$ 4930, 5540, 5850 mit einem König-Martensschen Photometer) und theoretisch betrachtet, und zwar für kleine Konzentrationen. Es wird dabei gezeigt, daß bei wachsender Konzentration eine scheinbare Verbreiterung der Linien eintreten kann, welche durch die Lichtabsorption des emittierenden Mediums bedingt ist, im Gegensatz zur wirklichen Verbreiterung, die durch das Zusammenwirken der emittierenden Zentren hervorgerufen wird. Auf Grund dieser Erscheinungen wird die Möglichkeit einer quantitativen Spektralanalyse diskutiert.

Mecke.

M. Minnaert. Nieuwe metingen over de lichtverdeelting in Fraunhoferlijnen. *S.-A. Handel.* 21. Nederl. Natuur- en Geneesk. Congr. Amsterdam, 2 S., 1927. Durch Überschlagsrechnung kann man aus dem Rowlandschen Sonnenatlas feststellen, daß die Fraunhoferschen Linien ungefähr 14 % der Gesamtstrahlung der Sonne absorbieren. Wenn nun die Fraunhoferschen Linien sämtlich in der Chromosphäre ihren Ursprung haben, so muß die Strahlung der Chromosphäre diesen Betrag erreichen. Messungen von Julius und Moll während der totalen Sonnenfinsternis von 1912 in Maastricht haben jedoch ergeben, daß die Strahlung der Chromosphäre nur etwa 0,5 % der gesamten Sonnenstrahlung ausmacht, also etwa 30mal kleiner ist. Verf. schließt daraus, daß die Fraunhoferschen Linien größtenteils bereits in der Photosphäre unter der Chromosphäre entstehen. — Bleeker untersucht die Frage, ob die Calciumlinien *H* und *K* im Sonnenspektrum konstant bleiben und findet deutliche unregelmäßige Schwankungen von etwa $\frac{1}{3}$ Tag, die an die Schwankungskurven von Abbot für die Gesamtstrahlung erinnern. — Kock und Reuyl finden das Intensitätsverhältnis der *H*- und *K*-Emissionslinien in den Protuberanzen nahezu 1:1, während die Theorie ein Verhältnis 1:2 fordert. Selbstumkehr der Linien scheint also auch hier schon eine Rolle zu spielen.

Mecke.

I. S. Bowen. The origin of the chief nebular lines. *S.-A. Publ. Astron. Soc. of the Pacific* **39**, 295—297, 1927, Nr. 231. Um die in irdischen Lichtquellen bisher noch nicht aufgefundenen „Nebellinien“, die häufig einem hypothetischen Element Nebulium zugeschrieben worden sind, identifizieren zu können, stellt Verf. folgende einleuchtende Hypothese auf: Befindet sich ein Element in einem metastabilen Zustand, d. h. in einem Zustand, dem eine lange Lebensdauer zukommt, so werden bei dichten Gasen die Atome ausschließlich durch Stöße

zweiter Art, also strahlungslos, in den Grundzustand zurückkehren. In extrem verdünnten Gasen jedoch, wo die Zahl der Zusammenstöße von Atomen äußerst gering geworden ist, wird die Wahrscheinlichkeit, daß die Atome aus dem metastabilen Zustand durch Strahlung in den Grundzustand zurückkehren, erheblich größer sein. Bekannt sind nun bei den leichten Elementen, die hier wohl nur in Betracht kommen, metastabile Zustände bei C I, N I, N II, O I, O II, O III. Von diesen sind zunächst wegen der starken Ionisierung der Gasnebel die Bogenspektre C I, N I und O I auszuschalten. Auf Grund von Schätzungen der absoluten Größe der metastabilen Terme gelingt es dann dem Verf., folgende Nebellinien einzuordnen:

7325	O II	$^2D - ^2P$	4363,21	O III	$^1D - ^1S$
6583,6	N II	$^3P_2 - ^1D$	3728,91	O II	$^4S - ^2D_3$
6548,1	N II	$^3P_1 - ^1D$	3726,16	O II	$^4S - ^2D_2$
5006,84	O III	$^3P_2 - ^1D$	3426	N IV	$3\ ^3S - 3\ ^3P$
4958,91	O III	$^3P_1 - ^1D$	3346	O IV	$3\ ^2P - 3\ ^2D$

Ferner gehören noch die Linien 3313, 3442, 3445 und 3759 wahrscheinlich zum O III, womit aber — von zwei bis drei Linien abgesehen — alle starken Nebellinien identifiziert sind. Auch das Verhalten der einzelnen Linien in den verschiedenen Nebeln spricht ganz für die Richtigkeit dieser Einordnung. *Mecke.*

Jean Thibaud. Soft X-ray Emission and Absorption Spectra with Tangential Grating. *Nature* **121**, 321—322, 1928, Nr. 3044. Nach Aufzählung einer Reihe von Arbeiten über die Anwendung der Gittermethode für das Gebiet zwischen 10 und 100 Å geht Verf. auf den Charakter dieser Spektren ein. Während bei den leichteren Elementen kein kontinuierliches Spektrum beobachtet wurde, kam dies bei schweren Elementen und 1000 mA Röhrenstrom bei 1000 Volt Röhrenspannung zum Vorschein. Der Untergrund ist aber nicht gleichförmig, sondern durch eine Reihe feiner Banden unterbrochen. Für die Wellenlängen der K-Kanten wurden folgende Werte gefunden:

Stoff	λ (Å)	V (Volt)	ν/R
C	43,5	284	21,0
N ₂	31,1	397	29,3
O ₂	23,5	524	38,7

Die Werte sind in guter Übereinstimmung mit den mittels der Ionisationsmethode gefundenen (Holweck). *R. Jaeger.*

F. Richard Terroux. A Note on the Effect of Rhodamine on a Line Spectrum. *Trans. Roy. Soc. Canada (Sect. III)* **21**, 255—256, 1927, Nr. 2. Nach einer Mitteilung von Satyendra Ray soll sich eine Spektrallinie nach Durchgang durch eine stark absorbierende Lösung von Rhodamin bestimmter Konzentration plötzlich in ein kontinuierliches Spektrum, das sich über einen größeren Wellenlängenbereich erstrecken soll, verbreitern. Zudem sollen auch bei anderen Konzentrationen der Rhodaminlösung erhebliche Wellenlängenänderungen der Spektrallinie auftreten. Verf. prüft nun diese bisher noch nie beobachteten Erscheinungen sorgfältig nach (Quecksilberlampe, Quarzapparatur, Rhodamin-B-Lösungen in Konzentrationen von 1 bis 0,006 %), jedoch durchweg

mit vollkommen negativem Ergebnis. Als positives Resultat dieser Untersuchung sei erwähnt, daß Rhodamin-B-Lösung von 1 % zwischen λ 6500 und 6100 ein engbegrenztes Durchlässigkeitsgebiet besitzt, bei 0,05 % wird der Wellenlängenbereich 7000 bis 5300, ferner die Gegend λ 4500 bis 3700 gut durchgelassen.

Mecke.

Marie Asterblum. Sur les modifications permanentes dans les liquides fluorescents. Krakauer Anzeiger 1924 (A), S. 297—318, Nr. 7/8. *Güntherschulze.*

J. Stuart Foster. Application of Quantum Mechanics to the Stark Effect in Helium. Proc. Roy. Soc. London (A) 117, 137—163, 1927, Nr. 776. [S. 1280.] *A. Unsöld.*

Hermann C. Ramsperger. The photochemical decomposition of azomethane. Journ. Amer. Chem. Soc. 50, 123—132, 1928, Nr. 1. Gasförmiges Azomethan $\text{CH}_3 \cdot \text{N} : \text{N} \cdot \text{CH}_3$ zeigte eine Absorptionsbande, die bei etwa 4000 Å.-E. einsetzte und bei 3390 Å.-E. ein Maximum hatte. Bei der Zersetzung des Gases durch das mit Filtern isolierte Licht der drei bei 3660 Å.-E. gelegenen Quecksilberlinien ergab sich, daß auf jedes absorbierte Photon zwei Moleküle kamen. Der Temperaturkoeffizient war nahezu Null. Daß zwei Moleküle pro Photon zersetzt werden, erklärt sich vielleicht dadurch, daß die gebildeten Äthanmoleküle genügend Energie auf die Azomethanmoleküle übertragen und so deren Reaktionsfähigkeit bewirken.

Kauffmann.

Hira Lal Anand und Shanti Swarupa Bhatnagar. Untersuchungen über photochemische Reaktionen. Der Einfluß polarisierter Strahlung auf die zwischen Natrium- und Kaliumamalgamen und Wasser stattfindende Reaktion. ZS. f. phys. Chem. 131, 134—142, 1928, Nr. 3/4. Der Einfluß des Lichtes bei der Einwirkung von Natrium- oder Kaliumamalgam auf Wasser hängt von der Polarisationsrichtung ab; er ist am größten, wenn die Schwingung des elektrischen Vektors in der Einfallsebene, und am kleinsten, wenn sie senkrecht zur Einfallsebene erfolgt. Die beschriebenen Versuche sind gegenüber den biochemischen Reaktionen das erste Beispiel eines rein chemischen Vorgangs, dessen Selektivität bestimmt nachgewiesen ist. Der Vorgang zeigt eine Analogie zum selektiven Photoeffekt flüssiger Natriumlegierungen.

Kauffmann.

Emil Baur. Versuche zur Reduktion der Kohlensäure im Lichte. ZS. f. phys. Chem. 131, 143—152, 1928, Nr. 3/4. Der Verf. versuchte die Willstättersche Anschauung, daß die Kohlensäure im Chlorophyllkorn photolytisch zuerst in Perameisensäure übergehe, die alsdann in Formaldehyd und Sauerstoff zerfalle, elektrolytisch zu prüfen. Die Versuche fielen negativ aus, denn das Ion der Monoperkohlensäure HCO_4^- ließ sich elektrolytisch nicht zu Perameisensäure reduzieren, ferner auch nicht durch Natriumamalgam, Magnesium oder Devardalegierung; Formaldehyd war unter keinen Umständen nachweisbar. — Ergebnislos blieben auch Versuche, bei denen stickstoffhaltige Abkömmlinge der Kohlensäure reduziert werden sollten, z. B. mit Eosin sensibilisierte Cyanamidlösungen. Reduktion des Cyanamids trat auch nicht ein bei Zugabe von Resinatifarben oder sogar von Chlorophyll. Ebenso wenig stellte sich ein Effekt ein bei der Belichtung von Magnesia alba, die mit Eosin, Rhodamin, Nigrosin, Phosphin, Chinin oder Chlorophyll angefärbt war. Desgleichen blieb eine Reduktion der Kohlensäure sowohl im Urano- als auch im Ferrocyanat aus, ferner in carbonathaltigem Permutit und in carbonathaltigen Farblacken. Auch Versuche, das Carboxyl

von Carbonsäuren durch Belichtung zu reduzieren, verliefen negativ, und zwar bei aromatischen Oxyssäuren, denen Farbstoffe zugesetzt waren, und bei Farbstoffen, die Carboxyl enthielten. — Die Spuren von Formaldehyd, die Baly bei Versuchen in Gegenwart von Malachitgrün fand, rühren wahrscheinlich von der Oxydation einer Methylgruppe her, nicht aber von der Reduktion der Kohlensäure.

Kauffmann.

Max Bodenstein und Tadashi Onoda. Die photochemische Bildung von Phosgen. III. ZS. f. phys. Chem. **131**, 153—174, 1928, Nr. 3/4. Die Bildung von Kohlendioxyd, die in einem belichteten Gemenge von Chlor, Kohlenoxyd und nicht gar zu wenig Sauerstoff bei Zimmertemperatur die Hauptreaktion ist, tritt mit steigender Temperatur zugunsten der Phosgenbildung mehr und mehr zurück, um gegen 300° ganz aufzuhören. Die Phosgenbildung vollzieht sich um 300° scharf nach dem Gesetz:

$$\frac{d[\text{COCl}_2]}{dt} = k \cdot J_{\text{absorbiert}} \cdot [\text{Cl}_2] \cdot [\text{CO}],$$

ohne eine Hemmung durch den Sauerstoff zu erfahren. Sie wird bei 270 bis 300° dadurch auf etwa ein Viertel verzögert, daß durch Hydrolyse von entstandenem Phosgen die letzten Wasserspuren beseitigt werden. Unterhalb 260° ist die Trocknung neben der Phosgenbildung zu langsam, um bemerkbar zu werden; oberhalb 330° verläuft sie so schnell, daß höchstens noch die ersten Konstanten zu groß ausfallen. Um 400° kann die photochemische Phosgenbildung neben der rein chemischen gemessen werden, falls man mit niedrigen Drucken und kräftiger Belichtung arbeitet; zugleich findet auch eine Phosgenzersetzung statt, die ebenfalls durch das vom Chlor absorbierte Licht beschleunigt wird. Beide Reaktionen führen zu im Dunkeln und im Lichte fast identischem Gleichgewicht und befolgen das Gesetz der Dunkelreaktion:

$$\frac{d[\text{COCl}_2]}{dt} = [\text{Cl}_2]^{1/2} \cdot (k_b [\text{Cl}_2] \cdot [\text{CO}] - k_z [\text{COCl}_2]).$$

Die Wirkung des Lichtes besteht einfach in einer Vermehrung der Chloratome. Eine geringe Verschiebung des Gleichgewichts durch Belichtung zugunsten der Phosgenbildung ist darauf zurückzuführen, daß etwas noch auch die unter 400° eintretenden anderen Vorgänge hineinspielen.

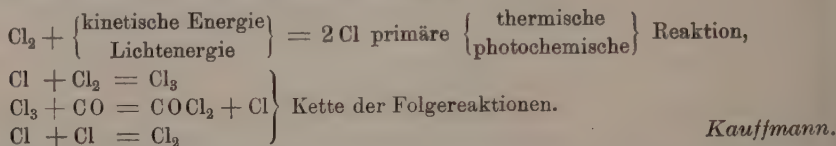
Kauffmann.

Jh. Cathala. Contribution à l'étude de la synthèse photochimique du phosgène. Journ. chim. phys. **24**, 663—711, 1927, Nr. 10. Gereinigtes Phosgen, das sich in einem Volumenometer befand, wurde aus diesem durch ausfließendes Quecksilber mit konstanter Geschwindigkeit herausgetrieben und durch Erhitzen auf über 800° in einem Quarzballon vollständig dissoziiert. Die Wiedervereinigung, deren Verlauf analytisch verfolgt wurde, geschah durch Belichten mit einer neongefüllten Quecksilberdampflampe aus Quarz. Die Ergebnisse ließen sich durch den Ansatz:

$$\frac{d[\text{COCl}_2]}{dt} = k [\text{CO}] [\text{Cl}_2]^{3/2}$$

sehr gut wiedergeben und zeigten, daß die photochemische Reaktion genau demselben Gesetz gehorcht wie die thermische. Verunreinigendes Kohlensäuregas wirkt hemmend, und zwar deswegen, weil es Sauerstoff abspaltet. Wird durch Einschalten einer Glasscheibe das kurzwellige Ultraviolett abgeschwächt, so

verschwindet der Einfluß des Kohlensäuregases, da es sich nun nicht mehr zersetzt. Zur Erklärung der Befunde bei der Photosynthese des Phosgens nimmt der Verf. das nachstehende Bodensteinsche Schema an:



W. Merté. Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photographischer Objektive. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **49**, 93—94, 103—105, 1928, Nr. 7 u. 8. Das durch die Abmessungen gegebene geometrische Öffnungsverhältnis eines photographischen Objektivs genügt nicht, um die optische Leistungsfähigkeit eines Objektivs zu bestimmen. Zu berücksichtigen ist die Strahlenneigung, die mit dieser zusammenhängende Abblendung und der Verlust durch Reflexion und Absorption. Rechnerisch ergibt sich der erste Faktor proportional der vierten Potenz des Kosinus des Neigungswinkels, den der Hauptstrahl mit der Objektivachse bildet, während die Verluste durch Abblendung am besten durch Ausmessung der Bilder der Eintrittsöffnung bestimmt werden, die entstehen, wenn man in der Brennebene einen Metallschirm mit kleinen, längs einer zur Achse senkrechten Linie angeordneten Löchern aufstellt und hinter diesem den Auffangschirm (eine photographische Platte) aufstellt. Die Reflexionsverluste sind durch die Fresnelschen Formeln gegeben und fast unabhängig von der Strahlenneigung, die Absorptionsverluste aber gesondert für die verschiedenen Wellenlängen aus den Absorptionskoeffizienten der benutzten Gläser zu berechnen. Die so gefundenen Werte, aus denen sich auch die gesamte auf die Platte fallende Lichtmenge durch Integration finden läßt, sind für ein Objektiv nach dem Dogmartyp für die Öffnungen 1:4,5 und 1:6,3 bestimmt worden, wobei zwischen den experimentell gefundenen und den durch Reihenentwicklung sich ergebenden Werten gute Übereinstimmung erzielt werden konnte. Die Gesamtlichtmenge für 1:4,5, die rein geometrisch doppelt so groß sein sollte, wie die bei einer Öffnung von 1:6,3, ist nach den Messungen nur 1,593mal so groß wie für die kleinere Öffnung, was auf die größeren Verluste durch Abblendung zurückzuführen ist. Die Reihenentwicklung für das Verhältnis der wirksamen Öffnungen $F_r : F_0$ braucht dabei nur bis zur dritten Potenz getrieben zu werden. Für Objektive von annähernd symmetrischem Bau ist nach den Untersuchungen die wahre Lichtstärke für ein nominales Öffnungsverhältnis 1:λ:

$$\frac{F_r}{F_0} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^3 \frac{f^4}{(f^2 + r^2)^2}.$$

Aus diesem Ausdruck folgt dann durch Summierung über die Abstände r des Bildpunktes von der Mitte die Gesamtlichtmenge.

H. R. Schulz.

W. H. Davis and F. A. Mac Laughlin. Methods for determining the color of objects in microscopic mounts. *Science (N. S.)* **67**, 71—72, 1928, Nr. 1725. Es werden Methoden beschrieben, um durch gleichzeitige Betrachtung von Objekt und Farbplättchen die Farbe mikroskopischer Objekte reproduzierbar festzulegen. Benutzt werden die üblichen Zeichnungseinrichtungen an Mikroskopen.

Dziobek.

J. Verhaeghe. Beschouwingen omtrent spectraalanalytische metingen. Natuurwetensch. Tijdschr. 10, 10—17, 1928, Nr. 1. Zusammenfassende Mitteilung über das zweckmäßige Interpolationsverfahren bei Wellenlängenmessungen an Gitter-, Glas- und Quarzspektrographen. *Mecke.*

M. Berek. Grundlagen der Tiefenwahrnehmung im Mikroskop mit einem Anhang über die Bestimmung der obersten Grenze des unvermeidlichen Fehlers einer Messung aus der Häufigkeitsverteilung der zufälligen Maximalfehler. Sitzungsber. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg 62, 189—223, 1927, Nr. 6. Die von E. Abbe aufgestellte Formel für die Schärfentiefe im Mikroskop:

$$T = \frac{nF}{A} \sigma + nF^2 \left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} \right)$$

wird einer experimentellen Prüfung unterzogen. In der Formel bedeutet T diejenige Tiefe im Objektmedium, welche mit Zerstreuungskreisen abgebildet wird, deren Durchmesser im Bogenmaß durch das Mikroskop $\leq \sigma$ erscheinen, n Brechungsindex des Objektmediums, F auf Luft bezogene Gesamtbrennweite des Mikroskops, A numerische Apertur des benutzten Objektivs, S_1 und S_2 kürzeste und weiteste Akkommodationsentfernung des Beobachters, $1/S_1 - 1/S_2$ also die sogenannte Akkommodationsbreite. Die Messungsergebnisse zeigen starke Abweichungen von der Formel. Diese Abweichungen erklären sich aus der geometrisch-optischen Grundlage, auf welche Abbe die Ableitung der Formel aufgebaut hat. Aus den Messungsergebnissen leitet der Verf. eine empirische Formel für die Fokustiefe ab, die sich den Messungen auf etwa 10 % anpaßt:

$$T = \frac{nF}{A} 0,00136 + \frac{n}{A^2} \cdot 0,30.$$

Diese Gleichung stimmt in ihrem ersten Gliede formal mit der Abbesehen Formel überein, das zweite Glied zeigt aber eine wesentliche Abweichung. Zur Erklärung dieses Gliedes und auch, um der Formel eine befriedigende theoretisch-physikalische Grundlage zu geben, wird auf beugungstheoretischem Wege folgende Formel für die Fokustiefe abgeleitet:

$$T = \frac{4n\lambda}{A^2} \kappa_a + n \frac{F}{A} \omega.$$

Die hier neu auftretenden Konstanten bedeuten: λ = Wellenlänge des zur Beleuchtung benutzten Lichtes, κ_a = eine Konstante, ω = Sehwinkel der Beugungsscheibchen. Da die bei den Messungen benutzte Wellenlänge $\lambda = 0,600 \mu$ war, so ergeben sich aus dem Vergleich der empirischen und theoretischen Formel die Konstanten $\kappa_a = 1/8$, $\omega = 0,00136 \sim 4,7'$. Bei der Auswertung der Messungen wird eine systematische Methode angewandt, um die oberste Grenze des unvermeidlichen Fehlers einer Messung aus der Häufigkeitsverteilung der zufälligen Maximalfehler zu bestimmen. Diese gründet sich darauf, daß bei einer physikalischen Messung in Wirklichkeit kaum eine Fehlerverteilungskurve gemäß dem auf den allgemeinen Grundsätzen der Wahrscheinlichkeit beruhenden Verteilungsgesetz erhalten wird. Der Bereich der möglichen zufälligen Fehler ist vielmehr meist durch ein Einstellkriterium künstlich oder natürlich beschränkt. Das Wirken dieses Kriteriums schaltet die Möglichkeit, unvermeidliche Fehler oberhalb einer gewissen Grenze zu begehen, aus. Für den vorliegenden Spezialfall wird, unter Benutzung der Sehschärfe des Auges als Einstellkriterium, die oberste Grenze des unvermeidlichen Fehlers aus Häufigkeitskurven für den maximalen Fehler in zwei Abszissenintervallen abgeleitet zum 2,5fachen Betrag *A. Ehringhaus.*

Josef Mika. Zur Mikroskopie der Boraxperlen. Ambrohn-Festschr. d. Kolloidchem. Beih. 1926, S. 309—312. Boraxperlen werden zu einem möglichst homogenen Glasfaden ausgezogen und der so erhaltene Faden wird in axialer Richtung mit einem Mikroskop betrachtet. Durch die auf diese Weise eintretende Vergrößerung der optischen wirksamen Schichtdicke läßt sich, wie theoretische Betrachtungen und praktische Versuche zeigen, die Grenze der Nachweisbarkeit chemischer Stoffe in der Boraxperle mindestens um eine Dezimalstelle weiter hinaus verschieben. Es ist beabsichtigt, die zunächst nur mit Kobaltperlen angestellten Versuche nach verschiedenen Richtungen fortzusetzen.

A. Ehringhaus.

C. Spierer. L'ultra-microscope à éclairage bilatéral. C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 43, 92—94, 1926, Nr. 2. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 1926, Juli/Aug.] Beschreibung und Abbildung eines optischen Apparats, bestehend aus drei Teilen: 1. Spezialobjektiv mit innen zentral angebrachtem kleinen Hohlspiegel, der die Strahlen in der Nähe der optischen Achse nach unten in das Präparat zurückreflektiert; an der Fassung des Objektivs, also außen, befindet sich ebenfalls ein Hohlspiegel in der Lieberkühnschen Art, der schief durch das Präparat kommende Lichtstrahlen wieder auf dieses zurückwirft. Dieses Objektiv an sich kann schon in Verbindung mit jedem gewöhnlichen Abbekondensor als ultramikroskopische Einrichtung gebraucht werden. 2. Spezialkondensor aus geschmolzenem Quarz, der außer einem engen zentralen Büschel solche mit starker Neigung zur optischen Achse kegelförmig von allen Seiten auf das Präparat konzentriert. Alle diese Strahlen werden durch die beiden erwähnten, am Spezialobjektiv angebrachten Spiegel nach dem Durchgang durch das Präparat wieder auf dieses zurückgeworfen. 3. Unter dem Kondensor befindet sich noch ein großes Filter aus zweifarbigem Glase, eine kleine zentrale Scheibenblende, sowie eine Irisblende. Eine ausführliche Beschreibung des Apparats ist veröffentlicht in „Archives des Sciences Physiques et Naturelles“.

A. Ehringhaus.

F. K. Reinsch. Feldmikroskop „Heimdal“, ein Mikroskop für wissenschaftliche Untersuchungen im Freien. ZS. f. wiss. Mikrosk. 44, 313—326, 1927, Nr. 3. Verf. unterscheidet zunächst drei Hauptgruppen von Mikroskopen: 1. Laboratoriums-, 2. Reise-, 3. Spezialmikroskope. Diesen schließt sich seit einem Jahrzehnt eine vierte Gruppe an, die zum Gebrauch im Freien bestimmt ist und von anderer Seite als Klein- bzw. Taschenmikroskope bezeichnet werden. Da diese den gestellten Anforderungen nicht genügen, wurde vom Verf. auf Veranlassung von Dr. C. Reichert in Wien ein zum Gebrauch im Freien bestimmtes Instrument, „Feldmikroskop“ genannt, ausgearbeitet, das alle bisherigen Mängel vermeidet und den wissenschaftlichen Anforderungen für ein Arbeiten im Freien gerecht wird. Das Instrument erlaubt, bei zweckmäßiger Unterbringungsmöglichkeit und ständiger Gebrauchsfertigkeit, alle Arbeiten in gleicher Weise und gleichem Umfang auszuführen, wie ein Laboratoriumsmikroskop. Es ist ausgerüstet mit zwei Okularen, einem Spezialobjektiv, einem stärkeren Trockensystem und Ölimmersion $\frac{1}{12}$ “, Vergrößerungen von 3,5- bis 900mal, Gesamtgewicht einschließlich Blehschachtel 1,37 kg. Die Konstruktions-einzelheiten sind im Original beschrieben und durch Abbildungen verdeutlicht.

A. Ehringhaus.

Irwin G. Priest. Bibliography of colorimetry. Science (N. S.) 67, 39—40, 1928, Nr. 1724.

Dziobek.

Carl Müller. Über die Realisierung einer rationellen Lichteinheit mit Hilfe absoluter Messung der Gesamtstrahlung. ZS. f. Phys. 47,

751—760, 1928, Nr. 11/12. Im Verfolg einer auf Wunsch von Nernst unternommenen Neubestimmung der Konstanten σ wird unter Vergleichung mit der Warburgschen rationellen Lichteinheit untersucht, mit welchen Aussichten eine vereinfachte rationelle Lichteinheit auf die absolute Messung der Gesamtstrahlung gegründet werden kann. Wenn man als Normale die Flächenhelle des absolut schwarzen Körpers bei derjenigen Temperatur definiert, bei der der absolut schwarze Körper pro Flächeneinheit einseitig ein bestimmtes (z. B. abgerundetes) Wattquantum abstrahlt, so erfordert die Realisierung einer solchen Lichteinheit zur Temperatureinstellung nur eine relativ einfache Anordnung zur absoluten Messung der Gesamtstrahlung ähnlich wie bei den σ -Messungen. Zur Reproduzierung der Lichteinheit auf 1% wäre die Gesamtstrahlung auf etwa $4\frac{0}{100}$ genau zu messen (bei Warburg relativ auf $0,6\frac{0}{100}$). Gegenüber den σ -Messungen besteht jedoch die Erleichterung, daß Fehler aus der Temperatureinstellung wegfallen und mangelnde Strahlerschwärze bei grauen Strahlern sich nur zum Teil geltend macht, ferner große Strahlungsintensitäten und Empfängerdimensionen verfügbar sind, andererseits gegenüber der Warburgschen Methode die erforderlichen Strahlertemperaturen ermäßigt sind. *C. Müller.*

C. Müller. Über die Ausschaltung von Störungen und Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung. *ZS. f. techn. Phys.* 9, 154—157, 1928, Nr. 4. Ein Verfahren wird beschrieben, um photometrische Vergleichen registrierend unter weitgehender Ausschaltung von Nullpunkts-, Proportionalitäts- und Empfindlichkeitsänderungen und Abweichungen durchzuführen und unmittelbare räumliche Lichtverteilungskurven zu gewinnen. Die Ausschaltung apparativer Abweichungen und Störungen erfolgt in der Weise, daß im Wechsel mit der zu messenden Lichtintensität bekannte Teilintensitäten einer Vergleichslichtquelle periodisch zur Markierung gebracht werden. Die hierbei entstehenden Vergleichspunktfolgen ergeben Proportionalitätskurven, die sich bei apparativen Störungen konform mit der dazwischen liegenden Lichtstromkurve der Prüflampe ändern und somit stets eine sichere Interpolation und einen unmittelbaren Überblick gestatten. *C. Müller.*

Josef Krames. Über die Schattenkurven des Plückerschen Konoids bei Parallel- und Zentralbeleuchtung. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* 7, 370—382, 1927, Nr. 5. Diese Arbeit behandelt zunächst einige Grundeigenschaften des Plückerschen Konoids (Nr. 1) und hierauf die Schattenkurven dieser Fläche bei Parallelbeleuchtung, nämlich die Eigenschattengrenze, die Schattenkurve, die die Fläche auf sich selbst wirft, und den Schlagschatten der Fläche auf eine zur Doppelgeraden senkrechte Ebene. Daß letztere Kurve eine dreispitzige Hypozykloide ist, wurde bereits von A. Adler (*Wiener Ber.* 113 [2a], 431—437, 1904), E. Janisch [*Arch. Math. Phys.* (3) 12, 317—328, 1907] und O. Danzer (*Wiener Ber.* 123 [2a], 2049—2064, 1914) nachgewiesen. Diesen Beweisen wird nun eine einfache, auf räumliche Überlegungen gegründete Ableitung derselben Tatsache hinzugefügt, bei der diese Schattenkurve unmittelbar als Hypozykloide im Sinne ihrer Definition als Rollkurve erkannt wird (Nr. 2). Die an zweiter Stelle genannte Schattenkurve erweist sich als eine Raumkurve 4. 0. zweiter Art, deren Normalriß auf eine zur Doppelgeraden der Fläche senkrechte Ebene eine Kardioide ist [wie der Verf. hinterher fand, hat dies bereits E. Janisch (a. a. O.) hervorgehoben]. In vorliegender Arbeit spielt eine Abbildung der Punkte (und Tangentialebenen) des Plückerschen Konoids auf die Strahlen des hyperbolischen Netzes, dessen Brennpunkte die Torsallinien der Fläche sind, eine wesentliche Rolle. Der Eigenschattengrenze der Fläche

entspricht hierbei eine rationale Regelfläche 4. 0. vom Typus VII (nach Sturm). In Nr. 3 wird diese Abbildung in projektivem Sinne verallgemeinert und zur Untersuchung der bei beliebiger Zentralbeleuchtung an der Fläche auftretenden Schattenkurven verwertet. Es ergeben sich dabei einige neue Sätze über das Plückersche Konoid, insbesondere über die ihm umschriebenen Kegel, sowie eine Abbildung der Punkte des Raumes auf die in der Bildebene liegenden und durch einen festen Punkt gehenden Kegelschnitte mit parallelen Achsen. Schließlich werden auch die verschiedenen Sonderfälle untersucht, die bei Zentralbeleuchtung des Plückerschen Konoids möglich sind.

Krames.

7. Wärme.

Lawson John Hudleston. Critism of the Distillation Method of Measuring Vapour Pressure. Journ. chem. soc. **125**, 1558—1559, 1924, August.

N. v. Kolossowsky. Berichtigung zu der Abhandlung „Die experimentelle Begründung des dritten Hauptsatzes der Thermodynamik und seiner Verallgemeinerung“. ZS. f. Phys. **44**, 756, 1927, Nr. 9/10.

J. J. van Laar. Zur vorstehenden Berichtigung von Herrn N. v. Kolossowsky. Ebenda S. 756.

Güntherschulze.

J. v. Neumann. Thermodynamik quantenmechanischer Gesamtheiten. Göttinger Nachr. 1927, S. 273—291, Nr. 3. [S. 1277.]

A. Unsöld.

Th. de Donder. Het overbrengen der entropie in de kinetische gas-theorie. Wis-en Natuurk. Tijdschr. **3**, 37—43, 1926, Nr. 2/3. Eine stark mathematisch gehaltene Arbeit, in welcher Verf. ausgeht von den von ihm (Bull. de Belg. 1914, S. 138—148) und J. Vorobeitchik (ebenda 1925, S. 375—380) erhaltenen Ergebnissen, und untersucht, wie die Entropie in einer Gasmischung sich verbreitet, wenn die Mischung sich von einer idealen Mischung idealer Gase unterscheidet.

Kolkmeijer.

W. A. Roth. Fortschritte auf dem Gebiet der Thermochemie. ZS. f. angew. Chem., **41**, 397—401, 1928, Nr. 16. Zusammenfassender, kritischer Bericht. Die Meßmethodik ist seit Thomsen und Berthelot sehr verbessert worden. Es muß sehr vieles nachgeprüft werden. Beim nichtadiabatischen Arbeiten mit kleinen Kalorimetern erhält man nur dann gute Resultate, wenn man den das Kalorimeter umgebenden Luftmantel durch Hineindrücken von temperierter Luft auf ganz konstanter Temperatur hält. Weinholdbecher (Dewargefäße) sind für nichtadiabatisches Kalorimetrieren wenig geeignet, wenn man genau arbeiten will. Im übrigen wird über neuere Arbeiten kritisch berichtet.

W. A. Roth.

F. M. Jaeger and E. Rosenbohm. On the Exact Determination of the Specific Heat of Solid Substances between 0° and 1625° C. I. Method and Apparatus. Proc. Amsterdam **30**, 905—920, 1927, Nr. 8. Ein Kalorimeter wird beschrieben, welches geeignet ist, spezifische Wärmen fester Körper bei Temperaturen bis zu 1625° C auf 0,1 % genau zu ermitteln. Ein großes doppelwandiges Holzgefäß (Außenmaße 95 × 95 × 100 cm) enthält ein Wasserreservoir (260 Liter) großer Kapazität, welches durch Heizspiralen und Kühlschlangen bis auf Schwankungen von 0,001° auf konstanter Temperatur

gehalten werden kann. In diesem Raume gleicher Temperatur befindet sich in einem Metallzylinder ein Dewargefäß, welches das eigentliche Kalorimeter, einen zylindrischen Aluminiumblock von 6000 g Gewicht, enthält. Der Aluminiumklotz hat in der Mitte eine sich verjüngende Bohrung zur Aufnahme des zu untersuchenden Körpers. Konzentrisch hierzu sind 38 Löcher gebohrt, welche ebenso viele Thermoelemente enthalten. Der zu untersuchende Körper schließt beim Hereinfallen automatisch den Deckel des Aluminiumklotzes. Der Wasserwert des Kalorimeters wird zu $1417,9 \pm 0,9$ cal bestimmt. Nach den Angaben der Verf. hat sich das Kalorimeter gut bewährt. Meßergebnisse werden für die nächste Zeit angekündigt. Wegen aller Einzelheiten muß auf die sehr ausführliche Arbeit verwiesen werden.

Tingwaldt.

L. F. Bates. The Specific Heats of Ferromagnetic Substances. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 680—691, 1928, Nr. 778. Auf Grund seiner Theorie vom molekularen Felde bei ferromagnetischen Stoffen glaubte P. Weiss eine Unstetigkeit der spezifischen Wärme in der Gegend des Curiepunktes annehmen zu müssen, und konnte auch experimentell mit seinen Mitarbeitern Beck, Piccard, Carard usw. die Richtigkeit der Annahme wenigstens qualitativ bei Fe, Ni und Magnetit bestätigen, während allerdings die bei der Höhe der Umwandlungstemperatur auftretenden experimentellen Schwierigkeiten die quantitativen Messungen stark beeinträchtigten. Der Verf. suchte diese Schwierigkeiten dadurch zu umgehen, daß er als Versuchsmaterial eine von Hilpert und Dieckmann (Ber. D. Chem. Ges. **44**, 1615, 2380, 1911) angegebene Legierung MnAs mit ausgesprochenem ferromagnetischen Charakter benutzte, deren Umwandlungspunkt bei etwa 45° liegen sollte. Die Herstellung des Materials erfolgte nach den von Hilpert gegebenen Vorschriften. Die Änderung der Magnetisierbarkeit mit der Temperatur wurde an 6 cm langen und 0,55 bzw. 0,25 cm dicken Zylindern beobachtet, die durch Einpressen des pulverförmigen Materials in Kupferröhren von den entsprechenden Abmessungen gewonnen wurden. Die letzteren waren mit einer mit dem ballistischen Galvanometer verbundenen Induktionswicklung versehen und konnten zwischen den Polen eines Elektromagnets, der eine Feldstärke von rund 2000 Gauß lieferte, um 180° gedreht werden; eine mit dieser Versuchsröhre verbundene, aber entgegengesetzt geschaltete leere Röhre machte die Messungen von der ziemlich unsicheren sogenannten Luftlinienkorrektur unabhängig. Die Röhren befanden sich in einem elektrisch geheizten und stark gerührten Bade aus Paraffinöl. — Über die absolute Höhe der Induktion ist leider nichts gesagt, der Verf. begnügt sich mit Angaben in willkürlichen Einheiten und hat sich nur durch vorläufige Versuche davon überzeugt, daß die Mitteilung von Hilpert und Dieckmann über das Vorhandensein einer recht erheblichen Temperaturhysterese auch bei dem vorliegenden Material zutrifft. — Zur Bestimmung der spezifischen Wärme diente eine Modifikation der Nernst-Eucken'schen Methode: Im Innern eines evakuierten Messinggefäßes befand sich der das Material in Pulverform enthaltende Kupferzylinder, in dessen Mitte ein Gestell aus dünnen Kupferdrähten angebracht war, welches sowohl die umspannten Heizdrähte aus Manganin, als auch die zur Temperaturbestimmung dienenden Platinwiderstandsdrähte trug. Die Anordnung war so getroffen, daß sowohl Heizdrähte als auch Thermometerdrähte sich möglichst gut durch die ganze Masse verteilten und daher zuverlässige Mittelwerte lieferten. Die Heizdrähte waren mit einer Batterie und Regulierwiderständen verbunden, die Temperaturmessung erfolgte mit einem sehr empfindlichen Kompensationsapparat. Vor jeder Messungsreihe wurde das Messinggefäß ausgepumpt und mit schmelzendem Eis umgeben, bis die Temperatur des Widerstandsthermometers

auf 2 bis 3° gesunken war, so daß man es bei jedem Versuch mit einer unveränderlichen Ausgangstemperatur und einer gleichmäßigen Erwärmung zu tun hatte. Sodann hielt man einen bestimmten Heizstrom konstant und ermittelte die Zeiten, zu welchen die Widerstandszunahme des Pt-Thermometers einen bestimmten Betrag von $0,1 \Omega$ (entsprechend 1°C) oder einen Bruchteil desselben erreichte. Man kannte somit die zur Erzielung bestimmter Temperaturzunahmen des Kalorimetersystems notwendige Wärmezufuhr, wobei der Wasserwert des Kalorimetergefäßes und der Drähte nach der Mischungsmethode ermittelt und in Rechnung gezogen wurden. Zur Vermeidung von Strahlungsverlusten wurde das Messinggefäß mit Wasser von der Temperatur des Kalorimeters umgeben. — Die Übereinstimmung der verschiedenen Meßreihen ist sehr befriedigend, der mehr oder weniger rasche Temperaturanstieg machte sich nur in geringem Maße bemerkbar, er wurde jedoch stets so langsam gewählt, daß erhebliche Fehler davon nicht zu befürchten waren. Es ergab sich nun, daß die spezifische Wärme der Substanz zwischen 28 und 36°C nur von $0,122$ bis $0,14$ anstieg, um dann in immer steilerem Anstieg bei etwa 42°C einen Wert von $0,8$ zu erreichen und sodann bis zu 45°C wieder auf $0,13$ abzufallen und weiterhin nahezu konstant zu bleiben. Eine Zusammenstellung der Kurven für die Änderung der spezifischen Wärme und der Magnetisierbarkeit zeigt nun offenbar einen nahen Zusammenhang, indem dem Maximum der spezifischen Wärme auch die maximale Änderung der Magnetisierbarkeit entspricht, und die Temperaturen, wo der Ferromagnetismus verschwunden ist und die spezifische Wärme wieder ein Minimum erreicht hat, nahezu zusammenfallen. Bildet man aus dem Verlauf der Magnetisierungskurve in Abhängigkeit von der Temperatur den Verlauf der Kurve dJ/dT , so ergibt sich auch für letztere Kurve ein Maximum bei $42,2^{\circ} \text{C}$, wie bei der spezifischen Wärme, während das Maximum der nach der Weiss'schen Theorie in Betracht kommenden Kurve dJ^2/dT auf $41,5^{\circ}$ fällt, doch spielt hierbei die Meßgenauigkeit schon eine sehr erhebliche Rolle.

Gumlich.

J. R. Ashworth. The Relation of Specific Heat to Ferromagnetism. Nature **121**, 323, 1928, Nr. 3044. Wie andere physikalische Eigenschaften, z. B. der Temperaturkoeffizient des Widerstandes oder die thermoelektrische Kraft der ferromagnetischen Materialien, so weist namentlich auch die spezifische Wärme derselben bei Zunahme der Temperatur ein abnormes Verhalten auf, indem sie bis zum Curiepunkt einen hohen Wert besitzt, hier aber einen plötzlichen Sprung ΔC auf einen niedrigeren Wert erleidet. Dieser Wert ΔC hängt eng mit zwei magnetischen Konstanten, nämlich dem Sättigungswert J_{∞} und dem Reziproken der Curieschen Konstanten R' zusammen, und der Verf. zeigt nun, daß diese für Fe, Ni, Co und Magnetit gültige Beziehung auch für eine Heuslersche Legierung gilt, deren Sättigungswert $J_{\infty} = 420$ und deren Umwandlungstemperatur $\vartheta = 630^{\circ}$ abs. ist. Er findet außerdem, daß auch hier die Beziehung $\vartheta/J_{\infty} = 8 \cdot q/27$ erfüllt ist, wenn man für q eine ganze Zahl, nämlich 5 setzt, während dieselbe für Fe, Co, Ni und Magnetit bzw. 2, 3, 4 und 6 beträgt (vgl. Nature **116**, 397, 1925).

Gumlich.

F. W. Loomis. The heat of dissociation of Na_2 . Phys. Rev. (2) **31**, 705, 1928, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe der Formel des Verf. (Phys. Rev. **27**, 607, 1927) über die Vibrationsterme in dem blaugrünen Bandensystem von Na_2 wird die Dissoziationswärme des normalen Moleküls nach der Methode von Birge und Sponer berechnet. Sie ergibt sich zu $1,0 \pm 0,1$ Volt. Weiter wird gezeigt, daß die Dissoziationsenergie des Moleküls in der oberen Stufe dieses Bandensystems $0,6$ Volt ist und daß das Molekül von dieser oberen Stufe aus

in ein normales Atom und ein Atom im 3^2P -Zustand dissoziiert, während es sich von der unteren Stufe aus in zwei normale Atome spaltet. Durch Kombination dieser Ergebnisse mit denen, die sich aus der Formel von Frederickson und Watson (Phys. Rev. **30**, 429, 1927) für das rote Bandensystem berechnen lassen, wird gefunden, daß dieses System den gleichen unteren Zustand hat wie das grüne, und daß es aus seinem oberen Zustand ebenfalls in ein 3^2P -Atom und ein normales Atom dissoziiert. Die Dissoziationsenergie beträgt jedoch 1,25 Volt.

Güntherschulze.

James Allan Jamieson Bennett and Ernest Walter John Mardles. Ionisation and Chemical Change during Slow Combustion. Journ. chem. soc. 1927, S. 3155—3161, Dez. Gemische von Luft mit organischen Substanzen werden bis zum Eintritt der Verbrennung erhitzt. Die Verbrennungstemperatur wird erniedrigt und Ionisation tritt stärker auf, wenn das Gemisch nicht rein dampfförmig ist, sondern Flüssigkeitstropfen enthält. Auch die chemischen Vorgänge unterhalb der Verbrennungstemperatur sind dann deutlicher erkennbar. Die Verff. untersuchen eine große Zahl organischer Substanzen und kommen zu dem Ergebnis, daß die eintretende Ionisation durch chemische Änderungen bedingt wird.

Tingwaldt.

Max Jakob. Wärmeübertragung. ZS. d. Ver. d. Ing. **72**, 341—344, 1928, Nr. 10. Ausführlicher Bericht über die folgenden Vorträge von der vierten Tagung des Ausschusses für Wärmeforschung im Verein deutscher Ingenieure. E. Schmidt, Messungen des Wärmeübergangs an einer lotrechten quadratischen Platte. — H. Reiher und W. Mull, Wärmeübergang in Luftschichten. — Fr. Merkel und E. Haucke, Wärmeübergang in Luftspalten bei erzwungener Strömung. — H. Reiher, Wärmeübergang von Luft an glatte und Rippen-Rohre im Kreuzstrom und an ebenen Flächen im senkrechten Aufprall. — W. Sell, Versuche an Luftkühlern. — H. Hausen, Wärmeaustausch an Regeneratoren. — H. Schmidt und W. Uhink, Abkühlung von Eisenkörpern mit Durchschreiten des Umwandlungspunktes bei 700° . — M. Jakob und S. Erk, Versuche über den Wärmeübergang beim Kondensieren von Wasserdampf. — Fr. Merkel und E. Langen, Wärmeübergang aus lufthaltigem Dampf. — K. G. Fischer, Verdunstungsvorgänge. — H. Schmidt und E. Furthmann, Gesamtstrahlung von Metallen. — H. Reiher und X. Gruber, Gesamtstrahlung von Glühöfen und Zentralheizkörpern. — E. Schmidt, Versuche zur Bestimmung der Gesamtstrahlung des Wasserdampfes. — Fr. Henning und Tingwaldt, Bestimmung der Temperatur der Acetylen-Sauerstoff-Flamme. — H. Schmidt und W. Liesegang, Über spektrale photometrische Messungen am Siemens-Martin-Ofen. — S. Erk, Bücher des Auslandes über Wärmeübertragung. — L. Richter, Wirkungsgrade der Erwärmung und Abkühlung.

Max Jakob.

G. W. C. Kaye and W. F. Higgins. The Thermal Conductivities of Certain Liquids. Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 459—470, 1928, Nr. 777. Die Verff. haben an 0,25 bis 0,5 mm dicken Schichten die Wärmeleitzahlen von Flüssigkeiten bestimmt, indem sie elektrisch erzeugte und gemessene Wärmemengen durch diese Schichten von oben nach unten strömen ließen. Die Flüssigkeit war begrenzt durch Aluminiumkörper, in die Konstantandrähte bis nahe an die Grenzflächen eingelassen waren; Aluminium und Konstantan bildeten so die Thermoelemente zur Bestimmung des Temperaturgefälles in den Flüssigkeitsschichten. Um den Rand der letzteren war eine Rinne vorgesehen, die ebenfalls mit Flüssigkeit gefüllt war. Gegen Wärmeverluste war Vorsorge ge-

troffen; soweit sie unvermeidlich waren, wurden sie besonders bestimmt. Die Wärmeleitzahl sämtlicher untersuchter Flüssigkeiten änderte sich linear mit der Temperatur.

Versuchsergebnisse.

Flüssigkeit	Dichte bei 18° g/cm ³	Meßbereich ° C	Wärmeleitzahl λ bei 20° CGS-Einheiten	Temperaturkoeffi- zient α zu der Gleichung $\lambda_t = \lambda_0 (1 + \alpha t)$
Wasser	1,000	25 — 75	0,001 4 ₉	+ 0,001 ₂
Glycerin (brit. pharm.) . . .	1,25 ₆	25 — 135	0,000 68 ₀	+ 0,0005 ₃
Castoröl	0,96 ₄	30 — 155	0,000 43 ₂	— 0,0005 ₀
Anilin	1,02 ₂	25 — 55	0,000 41 ₂	" 0,0000
Olivöl	0,91 ₃	35 — 190	0,000 40 ₂	— 0,0003 ₅
Zylinderöl (mittlere Qualität)	0,89 ₄	30 — 190	0,000 36 ₆	— 0,0004 ₁
Transformatoröl	0,84 ₁	30 — 95	0,000 32 ₁	— 0,0006 ₂
Paraffinöl (brit. pharm.) . .	0,88 ₂	30 — 175	0,000 30 ₀	— 0,0000 ₇
Säurefreies Paraffinöl	0,81 ₂	30 — 120	0,000 29 ₈	— 0,0005 ₃

Die Wärmeleitzahlen sollen auf $\pm 1\%$, bei Wasser etwas weniger genau sein.
Max Jakob.

Joh. Schmekel. Wärmeabgabe eines heißen Körpers in bewegter Flüssigkeit. ZS. f. techn. Phys. 9, 157, 1928, Nr. 4. (Berichtigung.) *Scheel.*

A. Eucken. Neuere Ergebnisse über Messungen der Wärmeleitfähigkeit an Kristallen und kristallinischem Material. ZS. f. Krist. 66, 444—446, 1928, Nr. 3/4. Nach gemeinsam mit Kuhn bei 0° und — 190° ausgeführten Versuchen berichtet der Verf. über den Einfluß 1. der Beschaffenheit des Versuchsmaterials, 2. der Gitterbestandteile, 3. der Härte auf die Wärmeleitfähigkeit. Zu 1: Bei KCl und NaCl wurden die höchsten Wärmeleitzahlen bei äußerlich fehlerfreien, aus der Lösung gezüchteten Kristallen erhalten. Feucht, unter etwa 8000 Atm. gepreßtes kristallisches Material und Kristalle aus dem Schmelzfluß leiten etwas weniger gut. Geringfügige chemische Verunreinigungen setzen die Wärmeleitzahl reiner Kristalle ziemlich stark herab, sichtbare Sprünge noch stärker. Zu 2: Von den Alkalihalogeniden leiten diejenigen am besten, deren Atome nahezu gleiche Masse besitzen (NaF, KCl, RbBr). Mischkristalle leiten schlechter als reine Kristalle, z. B. der Mischkristall KCl—KBr (je 50 %) bei — 190° nur etwa $\frac{1}{15}$ so gut, als aus dem arithmetischen Mittel für reines KCl und KBr folgen würde. Der Temperaturkoeffizient der Wärmeleitzahl der Mischkristalle ist in der Regel Null oder schwach positiv (im Gegensatz zu reinen einfachen Kristallen). Reine, aber aus vielen verschiedenen Gitterbestandteilen aufgebaute Stoffe (z. B. Alaun) verhalten sich wie Mischkristalle. Zu 3: Faßt man Substanzen, die etwa die gleiche Anzahl Gitterbestandteile enthalten, zusammen, so nimmt die Wärmeleitzahl mit der Härte zu, wie an einer Tabelle gezeigt wird.
Max Jakob.

F. Stäblein. Prüfung und Eigenschaften von Stählen mit physikalischen Besonderheiten. ZS. f. techn. Phys. 9, 145—147, 1928, Nr. 4. [S. 1316.]
Berndt.

Frederick G. Keyes. Chemical equilibria in non-ideal gases whose isometries are linear. Journ. Amer. Chem. Soc. 49, 1393—1403, 1927, Nr. 6. Für Gemische von Gasen, deren isometrische Linien linear verlaufen, wird eine verallgemeinerte Zustandsgleichung aufgestellt und an experimentellen Ergebnissen, die für binäre Gemische aus Stickstoff und Methan erhalten wurden, geprüft. Ferner wird für ein Gasgemisch eine Gleichung angegeben, die mit der gewöhnlichen Entropiegleichung für ideale Gase bei kleinen Drucken identisch ist. Für die Gleichgewichtskonstante K_p wird eine Formel abgeleitet und die danach berechneten Werte für K_p/K_{p_0} (Quotient von K_p bei p Atm. und beim Druck Null) mit den experimentellen Daten von Larson und Dodge für die Ammoniumsynthese verglichen. Bei 100 Atm. sind die berechneten Quotienten um einige Prozent kleiner als die experimentell gefundenen. Bei den drei Temperaturen, für die Gleichgewichtsmessungen bei hohen Drucken (Larson) existieren, stehen die berechneten Quotienten mit den beobachteten der Größenordnung nach in Einklang, wie folgende Tabelle zeigt:

t ° C		K_p/K_{p_0}		
		300 Atm.	600 Atm.	1000 Atm.
450	beobachtet	1,537	2,280	4,238
	berechnet	1,283	2,097	5,889
475	beobachtet	1,472	1,972	3,366
	berechnet	1,227	1,858	4,113
500	beobachtet	1,349	1,777	
	berechnet	1,177	1,688	

Experimentell ist $\log K_p/K_{p_0}$ proportional $1/T$. Für die berechneten Werte gilt dies nicht streng, jedoch im Gebiet von 375 bis 500° C verläuft die Beziehung numerisch genau linear. Otto.

Frederick G. Keyes and Harry G. Burks. The isometries of gaseous methane. Journ. Amer. Chem. Soc. 49, 1403—1410, 1927, Nr. 6. Nach der von Keyes, Smith und Joubert (Journ. Math. Phys. 1, 191, 1922) beschriebenen Methode wurden die Beziehungen zwischen Druck, Volumen und Temperatur für reines Methan neu bestimmt. Die Volumina, für welche die Drucke und Temperaturen gemessen wurden, waren 40, 35, 30, 25, 20, 15, 12 und 10 cm³/g. Die Versuchstemperaturen betrugen 0, 50, 100, 150 und 200° C. Die isometrischen Linien zeigen eine Krümmung, die bei 40 cm³/g schwach ist und mit kleiner werdendem Volumen steigt. Die für ein bestimmtes Volumen gemessene Krümmung nimmt mit steigender Temperatur schnell ab. Die beobachteten Werte werden durch die Zustandsgleichung

$$p = \frac{5,1173 \cdot T}{v - 3,64 \cdot e^{-2,25/v}} - \frac{9370}{(v + 0,42)^2}$$

dargestellt. Die Krümmung der isometrischen Linien wird mit Hilfe einer Hypothese über die Bildung von Doppelmolekülen diskutiert und in Verbindung damit eine Aggregationsgleichung

$$\log^{10} (v - d) y / (1 - y)^2 = 527/T - 1,25 \log^{10} T + 0,813$$

abgeleitet, in der y der assoziierte Teil sein soll. Die pv -Werte werden durch folgende Gleichungen wiedergegeben:

$$\begin{aligned} 0^{\circ}: pv &= 1397,7 - 4485,3 \frac{1}{v} + 7935,8 \frac{1}{v^2} + 99\,998 \frac{1}{v^3} - 5\,109\,961 \frac{1}{v^4}; \\ 50^{\circ}: pv &= 1653,5 - 3255,2 \frac{1}{v} + 3554,3 \frac{1}{v^2} + 172\,063 \frac{1}{v^3} - 894\,859 \frac{1}{v^4}; \\ 100^{\circ}: pv &= 1909,4 - 2168,3 \frac{1}{v} + 878,5 \frac{1}{v^2} + 235\,365 \frac{1}{v^3} - 1\,253\,210 \frac{1}{v^4}; \\ 150^{\circ}: pv &= 2165,3 - 1194,4 \frac{1}{v} + 1130,1 \frac{1}{v^2} + 243\,381 \frac{1}{v^3} - 1\,276\,250 \frac{1}{v^4}; \\ 200^{\circ}: pv &= 2421,1 - 300,2 \frac{1}{v} + 5690,7 \frac{1}{v^2} + 160\,327 \frac{1}{v^3} - 684\,619 \frac{1}{v^4}. \end{aligned}$$

Otto.

J. E. Verschaffelt. De wetten der ebulliometrie en de zoogenaamde ebullioskopische paradox. Wis- en Natuurk. Tijdschr. 4, 1—11, 1928, Nr. 1. Verf. eigene Zusammenfassung lautet in der Übersetzung: Es liegt nichts Paradoxes in dem Umstand, daß die Temperatur über 100° steigt, wenn man Wasserdampf von 100° C in eine wässrige Lösung einführt. Dieser Umstand ist nicht in Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz: Es gibt dabei keinen Übergang von Wärme aus einem kälteren in einen wärmeren Körper, es tritt dagegen eine Umsetzung auf, welche von einem Wärmeeffekt begleitet ist: eine Verbindung von Wasserdampf mit einem hygroskopischen Körper. Auch ist es nicht nötig, wie es Berthoud, Briner und Schidlof machen, eine vom osmotischen Druck verrichtete kompensierende Arbeit zu Hilfe zu rufen (übrigens verrichtet dieser osmotische Druck gar keine äußere Arbeit), um ein Paradoxon zu erklären, welches nicht besteht. — Wenn trotz der Ungenauigkeit ihres Gesichtspunktes die zitierten Autoren die genaue Formel $dT/T = Pv/l$ (T = Siedepunkt, P = osmotischer Druck, v = spezifisches Volumen des reinen Lösungsmittels, l = Verdampfungswärme des letzteren) finden, so kommt das daher, daß diese Formel sich eben ableiten läßt durch die Betrachtung eines Kreisprozesses zwischen den Temperaturen T und $T - dT$, in welchem die äußere Arbeit diejenige ist, welche der osmotische Druck auf einen halbdurchlässigen Kolben verrichtet. — Der Verf. zeigt noch, wie die Formeln der Tonometrie und der Ebulliometrie abgeleitet werden können aus der van der Waalsschen Mischungstheorie. Zum Schluß erinnert er an die intuitive Methode von Arrhenius, um die Formel der Tonometrie zu beweisen, und zeigt, daß man mit dieser Methode das Gesetz der Veränderung der Konzentration mit der Tiefe finden kann.

Kolkmeijer.

Max Jakob. Versuche aus dem Gebiete der Wärmekraftforschung. ZS. d. Ver. d. Ing. 72, 379—380, 1928, Nr. 11. Ausführlicher Bericht über die folgenden Vorträge von der vierten Tagung des Ausschusses für Wärmeforschung im Verein deutscher Ingenieure: E. Josse, Dampfmenngemessung mit stark erweiterten Düsen. — W. Heinen, Die Anlage der Kaliforschungsanstalt zur Untersuchung von Staurändern und Meßgeräten für die Dampfmenngemessung. — W. Koch, Messungen der spezifischen Wärme von überhitztem Wasserdampf bis zu 120 Atm. — W. Nusselt, 1. Versuche über die Verbrennung von Kohlenstaub unter Druck. 2. Über das Klopfen von Vergasermaschinen. — W. Lindner, Über optische Untersuchungen von Explosionsvorgängen.

Max Jakob.